Phys. Lab.

Physikalische Zeitschrift

Begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

Herausgeber:
Professor Dr. **M. Born** und
Professor Dr. **P. Debye**

Schriftleiter:
Dr. **Erich Hückel** in Göttingen

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von zwei bis vier Bogen zum Preise von jährlich 150 Mark, bei unmittelbarer Zustellung unter Kreuzband 210 Mark, im Ausland je nach dem Valutastande. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung, die Post sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Petitzeile mit 3.— Mk., Beilagen nach Vereinbarung berechnet; bei Wiederholungen tritt Ermäßigung ein.

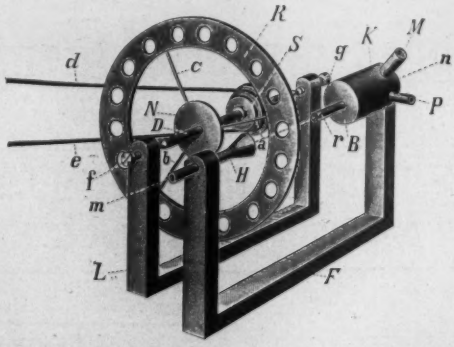
Alle Manuskriptsendungen und darauf bezügliche Zuschriften sind zu richten entweder an die Herausgeber: Professor Dr. M. Born, Göttingen, Planckstraße 21, und Professor Dr. P. Debye, Zürich, Physikgebäude, Gloriastr. 35 oder an die Schriftleitung: Dr. Erich Hückel, Göttingen, Bunsenstraße 9, Physikalisches Institut der Universität, alle Büchersendungen und Anzeigenaufträge an den

Verlag von **S. Hirzel** in Leipzig, Königstraße 2.

No. 8. 15. April 1922 No. 612 **23. Jahrgang.**

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.



Normal-Sirene

zur

rationellen Messung von Tonstärken.

Katalog 30 erschienen und ebenso wie Spezialliste No. 29 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.

Inhaltsverzeichnis:

(B. — Besprechungen.)

Seite

Achsenrotation: Über die Gesetzmäßigkeit der — der Planeten, v. H. Kaul 184
Alberti, E. u. A. Günther-Schulze, Verhalten von Elektrolytgleichrichtern bei Hochfrequenz. . . . 188
Atome: Über die Kernstruktur der —, v. E. Rutherford. (B.) 192
Bavink, B., Ergebnisse und Probleme der Naturwissenschaft. (B.) 191
Berthold, R. G., Spektroheliographische Untersuchungen am elektrischen Lichtbogen. 178
Elektrolytgleichrichter: Verhalten von — bei Hochfrequenz, v. Günther-Schulze u. E. Alberti. 188
Fallgesetze: Die —, v. H. E. Timerding. (B.) . . 192
Farbstofflösungen: Zur Frage über polarisiertes Fluoreszenzlicht von —, v. S. I. Wawilow und W. L. Lewschin. 173
Fluoreszenzlicht: Zur Frage über polarisiertes — von Farbstofflösungen, v. S. I. Wawilow und W. L. Lewschin. 173
Geitler, J., Elektromagnetische Schwingungen und Wellen. (B.) 191
Günther-Schulze, A. u. E. Alberti, Verhalten von Elektrolytgleichrichtern bei Hochfrequenz. . . . 188
Hochfrequenz: Verhalten von Elektrolytgleichrichtern bei —, v. A. Günther-Schulze u. E. Alberti. 188
Kaul, H., Über die Gesetzmäßigkeit der Achsenrotation der Planeten. 184

Seite

Klein, P. u. J. Traube, Sichtbarmachung einzelner Submikronen mit bloßem Auge. 171
Lewschin, W. L. u. S. I. Wawilow, Zur Frage über polarisiertes Fluoreszenzlicht von Farbstofflösungen. 173
Lichtbogen: Spektroheliographische Untersuchungen am elektrischen —, v. R. G. Berthold. 178
Naturwissenschaft: Ergebnisse und Probleme der —, v. B. Bavink. (B.) 191
Ortvay, R., Über die Deutung des Sagnacschen Versuches in der allgemeinen Relativitätstheorie. . . 176
Pauli jr., W., Relativitätstheorie. (B.) 192
Planeten: Über die Gesetzmäßigkeit der Achsenrotation der —, v. H. Kaul 184
Relativitätstheorie: Über die Deutung des Sagnacschen Versuches in der allgemeinen —, v. R. Ortvay. . 176
— v. W. Pauli jr. (B.) 192
Rutherford, E., Über die Kernstruktur der Atome. (B.) 192
Sagnacscher Versuch: Über die Deutung des — in der allgemeinen Relativitätstheorie, v. R. Ortvay. . . 176
Schwingungen: Elektromagnetische — und Wellen, v. J. Geitler. (B.) 191
Spektroheliographische Untersuchungen am elektrischen Lichtbogen, v. R. G. Berthold. 178
Submikronen: Sichtbarmachung einzelner — mit bloßem Auge, v. J. Traube und P. Klein. 171
Timerding, H. E., Die Fallgesetze. (B.) 192
Traube, J. u. P. Klein, Sichtbarmachung einzelner Submikronen mit bloßem Auge. 171
Verzeichnis der auf dem deutschen Physikertag in Jena am 18.—24. September 1921 gehaltenen Vorträge. 169
Wawilow, S. I. u. W. L. Lewschin, Zur Frage über polarisiertes Fluoreszenzlicht von Farbstofflösungen. 173
Wellen: Elektromagnetische Schwingungen und —, v. J. Geitler. (B.) 191

Gutes Plan- oder Konkav-Gitter

geteilte Fläche ca. 25×40 bis 55×85 mm zu kaufen gesucht.

Offerten mit Preis und näheren Angaben über das Gitter unter **S. H. 595** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) Leipzig, Königstraße 2 erbeten.

Zu kaufen gesucht:

Physikalische Zeitschrift 1920 kpl. ev. II. Sem.
L. A. Kittler, Leipzig, Sternwartenstr. 46.

Neuste Konstruktion!

Kugelepiskop. D.R.P. 250314.

Franz Schmidt & Haensch

Berlin S. 42, Prinzessinnenstraße 16

Werkstätten für Präzisions-Mechanik und Optik.

Neue optische Spezialinstrumente eigener Konstruktion, Polarisations-, Spektral-, Projektionsapparate, Episkope u. a.

Preislisten kostenlos.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 8. 15. April 1922. Redaktionsschluß für No. 10 am 10. April 1922. 23. Jahrgang.

INHALT:

Verzeichnis der auf dem deutschen Physikertag in Jena am 18.—24. September 1921 gehaltenen Vorträge. S. 169.

Originalmitteilungen:

J. Traube u. P. Klein, Sichtbarmachung einzelner Submikronen mit bloßem Auge. S. 171.

S. I. Wawilow u. W. L. Lewschin, Zur Frage über polarisiertes Fluoreszenzlicht von Farbstofflösungen. S. 173.

R. Ortvay, Über die Deutung des Sagnacschen Versuches in der allgemeinen Relativitätstheorie. S. 176.

R. G. Berthold, Spektroheliographische Untersuchungen am elektrischen Lichtbogen. S. 178.

H. Kaul, Über die Gesetzmäßigkeit der Achsenrotation der Planeten. S. 184.

A. Günther-Schulze u. E. Alberti, Verhalten von Elektrolytgleichrichtern bei Hochfrequenz. S. 188.

Besprechungen:

B. Bavink, Ergebnisse und Probleme der Naturwissenschaft. S. 191.

J. Geitler, Elektromagnetische Schwingungen und Wellen. S. 191.

H. E. Timerding, Die Fallgesetze. S. 192.

W. Pauli jr., Relativitätstheorie. S. 192.

E. Rutherford, Über die Kernstruktur der Atome. S. 192.

Personalien. S. 192.

Gesuche. S. 192.

Verzeichnis der auf dem deutschen Physikertag in Jena am 18.—24. September 1921 gehaltenen Vorträge.

Alberti, E. u. **G. Zickner,** Kurvenform und Phase der Schwingungen in Röhrensendern. Phys. Zeitschr. **22**, 652, 1921; Zeitschr. f. techn. Physik **3**, 127, 1922.

Bär, R., Über die scheinbaren Unterschreitungen des elektrischen Elementarquantums. Phys. Zeitschr. **22**, 615, 1921.

Barkhausen, H., Warum kann man Starkstromleitungen nicht durch Pupinspulen, Fernsprechleitungen nicht durch Paralleldrosseln verbessern? Zeitschr. f. techn. Physik **2**, 310, 1921.

Becker, R., Zur Theorie der Detonation brisanter Sprengstoffe. Wird in Zeitschr. f. techn. Physik erscheinen.

Borelius, G., Die thermoelektrischen Temperaturfunktionen. Phys. Zeitschr. **22**, 618, 1921.

Bothe, W. s. **Geiger, H.**

Brody, E., Integralinvarianten und Quantentheorie. Zeitschr. f. Physik **6**, 224, 1921.

Burger, H. C., Struktur des Wolframs. Phys. Zeitschr. **23**, 14, 1922.

Byk, A., Das Theorem der übereinstimmenden Zustände und die Quantentheorie der Gase und Flüssigkeiten. Phys. Zeitschr. **22**, 630, 1921.

Carsten, H., Leistungsmessungen an Telephonen. Zeitschr. f. techn. Physik **2**, 312, 1921.

Diesselhorst, H., Einige Versuche aus der Mechanik. Phys. Zeitschr. **22**, 657, 1921; Zeitschr. f. techn. Physik **3**, 33, 1922.

Dingler, H., Die Rolle der Konvention in der Physik. Phys. Zeitschr. **23**, 47, 1922.

Dohmen, K., Die Entwicklung des Fernsprechkabelnetzes in Deutschland. Zeitschr. f. techn. Physik **2**, 291, 1921.

Eggert, J. u. **W. Noddack,** Anwendung der Quantentheorie auf die photographische Trockenplatte. Phys. Zeitschr. **22**, 673, 1921.

Ettisch, M., M. Polanyi u. **K. Weißenberg,** Röntgenographische Untersuchungen an Metallen. Phys. Zeitschr. **22**, 646, 1921.

Frank, Ph., Über Entstehung von Periodizitäten durch Zufall. Phys. Zeitschr. **22**, 628, 1921.

Fricke, H., Ein neuer Weg zur Aufklärung des Äther- und Schwerkraftproblems. Phys. Zeitschr. **22**, 636, 1921.

Füchtbauer, Ch. u. **G. Joos,** Über Intensität und Verbreiterung von Spektrallinien. Phys. Zeitschr. **23**, 73, 1922.

Fürth, R., Das Auftreten systematischer Fehler bei numerischer Auswertung physikalisch-statistischer Aufgaben. Phys. Zeitschr. **22**, 625, 1921.

Gehrcke, E. u. **E. Lau,** Die veränderliche Feinstruktur der Balmerserie. Phys. Zeitschr. **22**, 556, 1921.

Geiger, R. u. **W. Bothe,** Über Zerstreuung von β-Strahlen in dünnen Metallfolien. Phys. Zeitschr. **22**, 585, 1921.

Gerdien, H., Über einen akustischen Schwinger. Phys. Zeitschr. **22**, 679, 1921; Zeitschr. f. techn. Physik **3**, 40, 1922.

Gerlach, W., Kristallgitteruntersuchungen mit Röntgenstrahlen und eine einfache Röntgenröhre. Phys. Zeitschr. **22**, 557, 1921.

— u. **P. Lertes,** Magnetische Messungen: Barkhauseneffekt, Hysteresis und Kristallstruktur. Phys. Zeitschr. **22**, 568, 1921.

Goos, F., Ein photometrisch registrierender Komparator. Phys. Zeitschr. **22**, 648, 1921.

Grebe, L. u. **H. Konen,** Bandenspektra von Isotopen. Phys. Zeitschr. **22**, 546, 1921.

Greulich s. **Meyer, G.**

Gudden, B. u. **R. Pohl,** Über lichtelektrische Leitfähigkeit. Phys. Zeitschr. **22**, 529, 1921.

Günther, P., Über die innere Reibung von Wasserstoff und Helium bei tiefen Temperaturen. Wird voraussichtlich in den Berichten der Preußischen Akademie der Wissenschaften erscheinen.

Hahn, W., Die technischen Einrichtungen des Reichsfunknetzes. Zeitschr. f. techn. Physik **2**, 294, 1921.

Hahnemann, W., Schwingungstechnische Probleme. Zeitschr. f. techn. Physik **3**, 44, 1922.

Harms, F., Die Theorie gekoppelter Systeme mit Selbsterregung. Ann. d. Phys. **66**, 25, 1921.

Hecht, H., Neue Gesichtspunkte für das Telephon und seinen Wirkungsgrad. Zeitschr. f. techn. Physik **3**, 46, 1922.

Heis, L., Über das Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilungsgesetz in bewegten Gasen. Wird voraussichtlich in der Phys. Zeitschr. erscheinen.

Herzfeld, K. F., Die Breite der Absorptionsbanden bei den seltenen Erden. Phys. Zeitschr. **22**, 544, 1921.

Hückel, E., Zerstreuung von Röntgenstrahlen durch

anisotrope Flüssigkeiten. Phys. Zeitschr. **22**, 561, 1921.

Jaffé, G., Zur Theorie der Beugung. Phys. Zeitschr. **22**, 578, 1921.

Joos, G. s. **Füchtbauer, Ch.**

Kalähne, A., Weitere Untersuchungen über Entladungserscheinungen des leuchtenden Chininsulfates. Phys. Zeitschr. **23**, 45, 1922.

v. Kármán, Th., Über laminare und turbulente Reibung. Zeitschr. f. angew. Mathematik u. Mechanik **1**, 233, 1921. S. a. H. Latzko.

Knoblauch, O., Die spezifische Wärme des überhitzten Wasserdampfes. Zeitschr. f. techn. Physik **3**, 39, 1922.

Konen, H. s. **Grebe, L.**

v. Korshenewsky, N. u. **M. Wien,** Entkopplung elektrischer Schwingungskreise. Zeitschr. f. techn. Physik **3**, 121, 1922.

Kratzer, A., Die Termdarstellung der Cyanbanden. Phys. Zeitschr. **22**, 552, 1921.

Kretschmann, F., Zur Theorie der elektrischen Leitung und der Wärmestrahlung. Phys. Zeitschr. **22**, 620, 1921.

Krüger, F., Über die Tonerzeugung bei Pfeifen mit kreisförmigem Spalt auf Grund der Wirbeltheorie. Wird voraussichtlich in den „Annalen der Physik" erscheinen.

Kühn, Über drahtlose Telegraphie. Zeitschr. f. techn. Physik **3**, 109, 1922.

Kunze, W., Das Richtungshören und einige technische Anwendungen. Phys. Zeitschr. **22**, 649, 1921; Zeitschr. f. techn. Physik **3**, 48, 1922.

Ladenburg, R., Die Einwirkung elektrischer Felder auf die Absorptionslinien (*D*-Linien des *Na*-Dampfes). Phys. Zeitschr. **22**, 549, 1921.

Latzko, H., Der Wärmeübergang an einen turbulenten Flüssigkeits- oder Gasstrom, vorgetragen von Th. v. Kármán. Zeitschr. f. angew. Mathematik u. Mechanik **1**, 268, 1921.

Lau, E. s. **Gehrcke, E.**

Leithäuser, G., Das Mehrfachtelegraphieren und Mehrfachfernsprechen auf Leitungen mit hochfrequenten Strömen. Wird voraussichtlich nicht erscheinen.

Lertes, P., Der Dipolrotationseffekt bei dielektrischen Flüssigkeiten. Phys. Zeitschr. **22**, 621, 1921.

— s. **Gerlach, W.**

Meißner, A., Über den Erdwiderstand von Antennen. Zeitschr. f. techn. Physik **2**, 328, 1921.

Meyer, G., Zur Spektroskopie des Urans und einiger seltenen Erden nach Versuchen von Dr. Greulich. Phys. Zeitschr. **22**, 583, 1921.

Meyer, U., Zur Theorie der Spulenleitung. Zeitschr. f. techn. Physik **2**, 306, 1921.

Michel, G. s. **Rubens, H.**

Möller, H. G., Das Problem der Störbefreiung. Zeitschr. f. techn. Physik **3**, 128, 1922.

Noddack, W. s. **Eggert, J.**

Pohl, R. s. **Gudden, B.**

Polanyi, M. s. **Ettisch, M.**

Prandtl, L., Bemerkungen über die Entstehungen der Turbulenz. Phys. Zeitschr. **23**, 19, 1922.

Pulfrich, C., Neue Anwendung der Stereoskopie. Wird in den „Naturwissenschaften" unter dem Titel „Die Stereoskopie im Dienste der isochromen und heterochromen Photometrie" erscheinen. Ein Auszug aus diesem Aufsatz wird gleichzeitig in der Zeitschr. f. Physik erscheinen.

Ramsauer, C., Über den Wirkungsquerschnitt der Edelgase gegenüber langsamen Elektronen. Phys. Zeitschr. **22**, 613, 1921.

Reichenbach, H., Bericht über eine Axiomatik der Einsteinschen Raum-Zeit-Lehre. Phys. Zeitschr. **22**, 684, 1921.

Reichenbächer, E., Massenunabhängige Schwerefelder in der allgemeinen Relativitätstheorie. Phys. Zeitschr. **22**, 634, 1921.

Rogowski, W., Der Röhrensender bei beliebiger Mischung primärer und sekundärer Gitterkoppelung. Erscheint demnächst in der Zeitschr. f. techn. Physik.

Rohn, W., Thermoelektrische Studien an Präzisionslegierungen. Wird voraussichtlich in der „Zeitschr. f. Metallkunde" erscheinen.

Rottgardt, K., Elektrische Anziehung nach Johnsen-Rahbek und ihre Anwendung. Zeitschr. f. techn. Physik **2**, 315, 1921.

Rubens, H. u. **G. Michel,** Prüfung der Planckschen Strahlungsformel. Phys. Zeitschr. **22**, 569, 1921.

Schachenmeyer, R., Das elektromagnetische Feld einer strahlenden, schwachgedämpften Antenne. Phys. Zeitschr. **22**, 676, 1921; Zeitschr. f. techn. Physik **2**, 330, 1921.

Schames, L., Allgemeine Verbesserung der Zustandsgleichung; spezielle Zustandsgleichung für Wasserstoff. Phys. Zeitschr. **22**, 630, 1921.

— Eine einfache Verbesserung des Gesetzes von den übereinstimmenden Zuständen. Phys. Zeitschr. **22**, 644, 1921.

Schiller, L., Experimentelle Feststellungen zum Turbulenzproblem. Phys. Zeitschr. **23**, 14, 1922; Zeitschr. f. techn. Physik **3**, 35, 1922.

Schlichter, W., Neue Hilfsmittel zur planmäßigen Beherrschung des photographischen Negativprozesses. Zeitschr. f. techn. Physik **3**, 63, 1922.

Schulz, H., Die Anwendung polarisierten Lichtes in der Technik. Zeitschr. f. techn. Physik **3**, 49, 1922.

Seeliger, R., Über die Absorption von Gasen durch Kristalle. Phys. Zeitschr. **22**, 563, 1921.

— Anregung der Atome zur Lichtemission durch Elektronenstoß. IV. Verhalten der einzelnen Glieder einer Serie. Phys. Zeitschr. **22**, 610, 1921.

Seemann, H., Ein Präzisions-Röntgenspektrograph. Phys. Zeitschr. **22**, 580, 1921; Zeitschr. f. techn. Physik **3**, 57, 1922.

— Die lineare Polarisation des blauen Brennfleck-lichtes der Lilienfeld-Röntgenröhre. Phys. Zeitschr. **22**, 581, 1921; Zeitschr. f. techn. Physik **3**, 59, 1922.

Siedentopf, H., Über Neuerungen in der Mikroskopie. Phys. Zeitschr. **22**, 659, 1921.

Skaupy, F., Einiges über die Glimmlichtlampe und über neue Typen derselben. Zeitschr. f. techn. Physik **3**, 61, 1922.

Smekal, A., Über die Feinstruktur der Röntgenspektren. Phys. Zeitschr. **22**, 559, 1921.

— Über die Beziehung zwischen klassischer und Quantenstatistik. Wiener Annalen 1921, Nr. 17 (Sitzung v. 7. Juli); Verh. d. Deutschen Physikalischen Gesellschaft (3), **2**, 47—49, 1921.

Stern, O., Ein Weg zur experimentellen Prüfung der Richtungsquantelung im Magnetfeld. Zeitschr. f. Physik **7**, 249, 1921.

Thirring, H., Selenzellen und Lichttelephonie. Zeitschr. f. techn. Physik **3**, 118, 1922.

Tiede, E., Borsäurehydrate als Grundlage hochphosphoreszensfähiger Systeme. Phys. Zeitschr. **22**, 563, 1921.

v. Traubenberg, H. Rausch, Über den Durchgang von α-Strahlen durch Materie. Phys. Zeitschr. **22**, 587, 1921.

Trautwein, Neuere Meßmethoden für hochfrequente Wechselströme mittels Kathodenröhren. Zeitschr. f. techn. Physik **3**, 123, 1922.

Vegard, L., Die Struktur des Nordlichts und die Art der kosmischen Strahlen. Kristiania videnskabs selskaps Skrifter Mathem.-naturw. Klasse 1921, Nr. 19.
Vogel, H., Das Temperaturabhängigkeitsgesetz der Viskosität von Flüssigkeiten. Phys. Zeitschr. **22**, 645, 1921.
Volmer, M., Über die Molekülabscheidung an Kristallen und die Bravaissche Regel. Phys. Zeitschr. **22**, 646, 1921.
Wagner, K. W., Elektrische Kettenleiter und ihre technischen Anwendungen. Zeitschr. f. techn. Physik **2**, 297, 1921.
Weichmann, R., Ein Bandenabsorptionsspektrum des Wassers bei Wellenlängen von mehreren Dezimetern. Phys. Zeitschr. **22**, 535, 1921.
Weigert, F., Über das Einsteinsche photochemische Äquivalenzgesetz. Phys. Zeitschr. **22**, 674, 1921.
Weiß, F., Zur mathematischen Analyse des Brillenproblems. Phys. Zeitschr. **22**, 659, 1921.
Weißenberg, K. s. **Ettisch, M.**
Westphal, W., Demonstration des Fadenradiometers. Zeitschr. f. Physik **4**, 221, 1921.
Wiechert, E., Prinzipielles über Äther und Relativität. Phys. Zeitschr. **23**, 25, 1922.
Wien, M. s. **Korshenewsky, N.**
Wigand, A., Der vertikale Leitungsstrom in der Atmosphäre und die Erhaltung des elektrostatischen Erdfeldes. Phys. Zeitschr. **22**, 623, 1921.
Wigge, H., Ein mechanisches Modell des Kettenleiters. Phys. Zeitschr. **22**, 653, 1921; Zeitschr. f. techn. Physik **2**, 302, 1921.
Zehnder, L., Folgerungen aus der Kugelform der einfachsten Atome. Phys. Zeitschr. **23**, 53, 1921.
Zickner, G. s. **Alberti, E.**

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Sichtbarmachung einzelner Submikronen mit bloßem Auge.

Von J. Traube und P. Klein.

Wenn ein Lichtstrahl eine optisch leere Flüssigkeit durchdringt, so ist bekanntlich nur die Ein- und Austrittsstelle am Glase hell beleuchtet. In der Flüssigkeit selbst ist es jedoch nicht möglich, den Strahl zu verfolgen. Anders liegt die Sache bei einer kolloidalen Lösung. Hier erscheint der Weg des Lichtes als ein gleichmäßig trüber heller Kegel. Dieses Phänomen ist als Tyndalleffekt wohl bekannt. Einzelne in der untersuchten Flüssigkeit suspendierte Teilchen sind im allgemeinen auch im Tyndallkegel mit bloßem Auge nur dann sichtbar, wenn sie auch sonst ohne optische Hilfsmittel bemerkbar sind. Einen besonderen Fall, wobei mikroskopische Teilchen im Tyndallkegel dem unbewaffneten Auge einzeln erkennbar wurden, hat Molisch[1]) am Euphorbiensaft beobachtet.

Gelegentlich einiger Versuche, die mit Hilfe des Tyndallkegels ausgeführt wurden, beobachteten wir nun eine höchst eigenartige Erscheinung. Bei Zusatz von etwas Natriumkarbonat zu einer Bleinitratlösung entstand durch das hoch-dispers ausgeschiedene Bleikarbonat in der bis dahin fast optisch leeren Flüssigkeit ein Tyndallkegel, der im Gegensatz zum gewöhnlichen auch mit bloßem Auge auflösbar war.

Die eingehende Untersuchung der Erscheinung ergab, daß dieselbe nur bei Einhaltung ganz bestimmter Konzentrationsverhältnisse auftrat. Werden dieselben — wenn auch nur wenig — überschritten, so erhält man einen homogenen Kegel, der sich vom gewöhnlichen nicht unterscheidet. Arbeitet man dagegen mit zu verdünnten Lösungen, so ist auch nach Zusatz des Natriumkarbonats kein Kegel zu beobachten.

Die Versuchsbedingungen, die sich als die besten erwiesen haben, sowie der Verlauf des Versuches seien im Folgenden beschrieben:

Den Kegel erzeugten wir mit einer Mikrobogenlampe und einem Spalt aus Pappe. Die Flüssigkeit befand sich in einem Glasgefäß mit planparallelen Wänden. Die Beobachtung erfolgte senkrecht zum Lichtstrahl.

Zu 30 ccm $^1/_{30000}$ n. Bleinitratlösung wurden zwei Tropfen (aus einem T.K.-Tropfglas) $^1/_2$ n. Natriumkarbonatlösung zugesetzt und sogleich umgeschüttelt. Es bildete sich hierbei allmählich ein aus Bleikarbonat bestehender schwacher Kegel. Wenn man diesen mit einer Lupe beobachtete, so sah man nach etwa 40 bis 60 Sekunden eine große Anzahl kleiner Teilchen, die sich in heftiger, vollständig unregelmäßiger Bewegung befanden. Man hatte etwa den Eindruck eines herumschwirrenden Mückenschwarmes. Die Intensität des Lichts, das von den kleinen Teilchen in das Auge des Beobachters gelangte, nahm immer mehr zu, so daß man nach einer weiteren Minute das Phänomen bereits auf etwa 5 m Entfernung mit bloßem Auge beobachten konnte.

Es lag nahe, die Versuche auch auf andere Stoffe auszudehnen. Hierbei konnte gezeigt werden, daß die Erscheinung bei den zahlreichen von uns untersuchten Lösungen flüssiger Stoffe, sowie andererseits bei Lösungen etlicher kristallinischer Substanzen niemals auftrat. Dagegen ist das Phänomen bei gewissen kolloi-

1) Molisch, Sitzungsber. der Akademie der Wissensch. Wien 116, 1907, Abt. I. S. 467—473.

dalen Lösungen mancher anderer kristallinischer Stoffe gut zu beobachten. Allerdings ist die Lichtstärke, sowie insbesondere der Rhythmus der Bewegungen in jedem Falle verschieden und für die betreffende Lösung charakteristisch.

Einige unserer Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt:

Substanz, deren kolloidale Lösung untersucht wurde	Darstellungsweise der kolloidalen Lösung [1]	Beobachtetes Phänomen
Quecksilberchlorür	zu 30 ccm einer 0,05 prozentigen $HgCl_2$-Lösung werden einige Tropfen [2] einer 0,001 prozentigen $SnCl_2$-Lösung zugesetzt.	mit Lupe sichtbar; sehr träges Funkeln.
Bleichlorid	zu 30 ccm einer $^1/_{1000}$ n. $Pb(NO_3)_2$-Lösung wird die äquivalente Menge $^1/_{10}$ n. HCl zugefügt.	mit Lupe sichtbar.
Bariumsulfat	zu 30 ccm einer $^1/_{10000}$ n. $BaCl_2$-Lösung werden 2 Tropfen 1 n. H_2SO_4 zugefügt.	mit bloßem Auge sehr gut sichtbares (nach 10—15′ besonders deutlich), jedoch lichtschwächeres Funkelphänomen von ähnlichem Rhythmus, wie dies beim $PbCO_3$ beobachtet wurde.
Calciumsulfat	zu 30 ccm einer $^1/_{1000}$ n. $CaCl_2$-Lösung werden einige Tropfen 1 n. H_2SO_4 zugefügt.	mit Lupe sichtbar; schnelles Funkeln.
Calciumammoniumphosphat	zu 30 ccm einer $^1/_{1000}$ $CaCl_2$-Lösung wird die äquivalente Menge NaH_2PO_4 und etwas NH_4OH zugesetzt.	mit Lupe sichtbar.
Calciumoxalat	zu 30 ccm einer $^1/_{1000}$ n. $CaCl_2$-Lösung wird die äquivalente Menge 1 n. Oxalsäure zugefügt.	mit bloßem Auge sichtbares, äußerst träges Funkeln.
Vucin	zu 30 ccm einer 0,01 prozentigen Lösung von Vucinchlorhydrat werden 4 Tropfen einer $^1/_2$ n. Na_2CO_3-Lösung zugefügt.	sehr lichtschwaches mückenschwarmähnliches Funkelphänomen.
Chinin	zu 30 ccm einer 0,1 prozentigen Lösung von Chininchlorhydrat werden 4 Tropfen einer $^1/_2$ n. Na_2CO_3-Lösung zugesetzt.	wie beim Vucin.

1) Es ist durch sofortiges Umschütteln stets für gründliche Vermischung der Reagentien zu sorgen.
2) Aus einem T.K.-Tropfglas.

Die stets beobachtete vollkommene Unregelmäßigkeit der Bewegung läßt sogleich die Vermutung aufkommen, daß dieselbe in engstem Zusammenhang mit der Brownschen Bewegung steht. Wenn aber die suspendierten Teilchen die Brownsche Bewegung zeigen, so müssen sie bei dem hohen spezifischen Gewicht, z. B. des Bleikarbonats, Submikronen sein. Diese Vermutung konnte auch einwandfrei bestätigt werden. Bei sorgfältig reinem Arbeiten erhielten wir nämlich Lösungen, die das Phänomen sehr schön zeigten und trotzdem bei der Beobachtung im Mikroskop bei 1200facher Vergrößerung keine Inhomogenität aufwiesen. Im Ultramikroskop konnten dagegen bei 800facher Vergrößerung etwa 150 kleine Submikronen mit schneller Brownscher Bewegung in 100 Quadraten des Okularmikrometers beobachtet werden.

Es ist uns somit gelungen, Submikronen mit bloßem Auge zu sehen.

Die theoretische Deutung des Phänomens stößt auf gewisse Schwierigkeiten. Die Größenordnung der translatorischen Komponente der Brownschen Bewegung ist viel zu klein, um mit bloßem Auge wahrnehmbar zu sein. Die beobachtete Bewegung der Teilchen kann daher keinesfalls von derselben herrühren. Sie muß vielmehr eine Folgeerscheinung der rotatorischen Komponente sein. Hierfür ergibt sich als alleinige Möglichkeit, daß die Teilchen winzige Kriställchen sind, die, wenn sie durch die Umdrehung infolge der Brownschen Bewegung in eine günstige Lage gelangen, Licht in das Auge des Beobachters senden. Das Herumschwirren der Submikronen wird also durch rasch nacheinander erfolgendes Aufblitzen verschiedener Teilchen vorgetäuscht. Es liegt nahe, zunächst an die Reflexion des Lichts der Bogenlampe an den einzelnen Kristallflächen zu denken. Jedoch in Anbetracht dessen, daß wir es hier mit Submikronen zu tun haben, deren Durchmesser kleiner als die halbe Lichtwellenlänge ist, kann von einer regelmäßigen Reflexion nicht die Rede sein.

Herr Professor Siedentopf in Jena, welcher die große Liebenswürdigkeit hatte, sich für dieses Problem zu interessieren, wies uns darauf hin, daß das periodische Aufblitzen der Teilchen als ein Beugungsphänomen zu deuten sei. Mit Erlaubnis des Herrn Siedentopf gestatten wir uns, im Folgenden seine Theorie wiederzugeben:

Herr Siedentopf nimmt an, daß die Teil-

chen nadelförmige Gestalt besitzen. Für solche „linearen Objekte" hat der Genannte bereits vor längerer Zeit[1]) bewiesen, daß dieselben, wenn sie von einem schräg auffallenden parallelen Lichtstrahl getroffen werden, abgebeugtes Licht in Form einer Kegelwelle entsenden.

Für den vorliegenden Fall faßt Herr Siedentopf seine Theorie folgendermaßen zusammen:

„Werden kleine Nädelchen von einer feststehenden kleinen und entfernten Lichtquelle beleuchtet, so erzeugen sie Beugungskegel mit dem Nädelchen als Achse und dem beleuchtenden Lichtstrahl als einem Mantelstrahl. Daraus folgt, daß sie in eine ebenfalls feststehende Beobachtungsrichtung so lange abgebeugtes Licht aussenden, als ihre Längsachse in einer ausgezeichneten Ebene liegt. Diese Ebene steht senkrecht zu der Ebene, welche man durch den beleuchtenden Lichtstrahl als Achse um die Beobachtungsrichtung legen kann und halbiert den Winkel, den die Fortpflanzungsrichtung des beleuchtenden Strahles mit der Fortpflanzungsrichtung nach dem Beobachter zu bildet."

Sobald also ein Kriställchen zufolge der durch die Brownsche Bewegung bedingten Umdrehung in diese ausgezeichnete Ebene zu liegen kommt, beobachten wir ein Aufblitzen. Da nun diese Umdrehung bei den untersuchten Substanzen zufolge ihrer verschiedenen Kristallform eine verschiedene ist, so ist es leicht erklärlich, daß jeder dieser Stoffe einen für dieselbe charakteristischen Rhythmus der Bewegung vortäuschen wird. Es ist Grundbedingung der obigen Theorie, daß nur zwei Dimensionen der Mikrokriställchen kleiner als die halbe Lichtwellenlänge, die dritte dagegen etwas größer als dieselbe ist.

Zusammenfassung.

In Wasser suspendierte ultramikroskopische Teilchen etlicher kristallinischer Stoffe können in gewissen Fällen im Tyndallkegel für das bloße Auge sichtbar gemacht werden. Man sieht die Teilchen in der Flüssigkeit in vollkommen unregelmäßiger Bewegung herumschwirren. Diese Bewegung wird durch ein periodisches Aufblitzen verschiedener Teilchen vorgetäuscht, welches als Folgeerscheinung der rotatorischen Komponente der Brownschen Bewegung gedeutet wird. Das Aufblitzen selbst findet nach einer Theorie von H. Siedentopf als Beugungsphänomen seine Erklärung.

Die Teilchen sind trotz ihrer geringen Dimensionen noch Kristalle.

Charlottenburg, Technische Hochschule.

(Eingegangen 28. Februar 1922.)

1) H. Siedentopf, Über ultramikroskopische Abbildung linearer Objekte, Zeitschr. f. wiss. Mikr. **29**, 1—47, 1912.

Zur Frage über polarisiertes Fluoreszenzlicht von Farbstofflösungen.

Von S. I. Wawilow und W. L. Lewschin.

Die Resonanztheorie der Fluoreszenz, die von Stokes angedeutet und von Lommel umständlich entwickelt wurde, ist, wie bekannt, im Widerspruch mit manchen Erscheinungen, die mit Fluoreszenz im Zusammenhange stehen. Eine Grundtatsache in dieser Beziehung ist die Isotropie des Fluoreszenzlichtes bei der Erregung desselben durch polarisiertes Licht, wie sie z. B. von Sohnke[1]) nachgewiesen wurde. Indem dieser Verfasser seine Messungen mit einem Nicol, als Analysator, ausführte, konnte er die Abwesenheit der Polarisation des Fluoreszenzlichtes von einigen Farbstofflösungen mit einer Genauigkeit von 10—20 Proz. beweisen. Die von Wood[2]) entdeckte partielle Polarisation des Fluoreszenzlichtes von *Na*, *K* und *J*-Dämpfen ist, wie es scheint, eine sicher festgestellte Tatsache, obwohl diese Erscheinung bis heute keine befriedigende theoretische Erklärung erhalten hat. Mit dem Woodschen Befund im Zusammenhange entsteht die Frage, ob auch im Fluoreszenzlicht von Farbstofflösungen eine teilweise Polarisation stattfindet. Im Jahre 1921 erschien eine kurze Mitteilung von F. Weigert[3]) über die von ihm entdeckte Polarisation des Fluoreszenzlichtes bei der Mehrzahl der typischen fluoreszierenden Farbstofflösungen.

Weigert benutzte für seine quantitativen Messungen ein Savartsches Polariskop mit Glasplatten-Kompensator. Die Empfindlichkeit dieser Anordnung beträgt ungefähr 1—2 Proz.[4]). Weigerts typische Ergebnisse sind in der Tabelle I gegeben, wo für einige Wasserlösungen die beobachteten Polarisationsgrade zusammengestellt sind.

Tabelle I.

Fluoreszein . . .	3,0 Proz.
Eosin	15 „
Rhodamin extra .	4,5 „
Erythrosin . . .	33 „
Rosa Bengale . .	38 „

1) L. Sohnke, Wied. Ann. **58**, 417, 1896.
2) R. W. Wood, Physical optics 1911, S. 585; diese Zeitschr. **12**, 1209, 1911.
3) F. Weigert, Verh. d. D. Phys. Ges. **23**, 100, 1921.
4) R. W. Wood, Physical optics 1911, S. 298 oder P. Nutting, Outlines of applied optics 1912, S. 206.

In Alkohollösungen nimmt der Polarisationsgrad ab. Bei Zusatz von Gelatine und Erniedrigung der Temperatur nimmt die Polarisation zu. Auf Grund seiner Beobachtungen kommt Weigert zum Schlusse: „daß entgegen der üblichen Definition, die kein polarisiertes Fluoreszenzlicht kennt, das vollkommen depolarisierte Fluoreszenzlicht den Ausnahmezustand darstellt".

Die theoretische Bedeutung dieser Entdeckung, sowie auch praktische Schlüsse, die damit zusammenhängen, veranlaßten uns zur Wiederholung von Weigerts Grundversuchen.

Unsere Beobachtungen und Messungen führten uns zu einem Schlusse, der dem Weigertschen gerade entgegengesetzt ist.

Als Lichtquelle diente uns ein Kohlebogen. Ein paralleles Lichtbündel trat durch ein großes Nicol (von ungefähr 10 qcm Querschnitt) und eine Blende in ein planparalleles Gefäß mit wässeriger fluoreszierender Lösung ein. Die zur Messung benutzten Instrumente wurden vor fremdem Lichte geschützt. Die Beobachtungen wurden mit Hilfe eines Savartschen Polariskops und eines Polarimeters von Cornu (der Firma Pellin) ausgeführt. Alle Lösungen wurden sorgfältig mit destilliertem Wasser, das nur kaum merkliche Spuren des Tyndall-Lichtes zeigte, vorbereitet und nachträglich zweimal durch dreifache Filter durchfiltriert.

Die ersten Versuche bestanden darin, daß wir eine Reihe von typischen fluoreszierenden Farbstofflösungen, die uns zur Verfügung standen, mit Anreihung von Erythrosin (J_4-Fluoreszein) und Rosa Bengale (J_4C_4-Fluoreszein), die nach Weigert den größten Polarisationseffekt zeigten (vgl. Tabelle I) mittels Polariskops untersuchten. Die Beobachtung wurde 1. bei Erregung mit vertikal, d. h. senkrecht zur Beobachtungsrichtung schwingendem Lichte, 2. mit horizontal schwingendem, 3. bei Erregung mit natürlichem Lichte (ohne Nicol) ausgeführt. Die Ergebnisse sind in der Tabelle II zusammengestellt. o — bedeutet eine volle Abwesenheit von Interferenzstreifen im Polariskop, d. h. Isotropie des Fluoreszenzlichtes mit Genauigkeit von 1—2 Proz.; ? — entspricht sehr schwachen Interferenzstreifen; + — bedeutet starke Polarisation. Die Wellenlänge λ entspricht dem Fluoreszenzmaximum. Die angeführte relative Helligkeit hat nur eine qualitative Bedeutung und war teilweise mit einer spektral-photometrischen Anordnung gemessen, teilweise einfach visual geschätzt. Es ist nicht notwendig, diese Messungen näher zu beschreiben. Alle Schätzungen wurden von zwei Beobachtern an verschiedenen Tagen mit denselben Ergebnissen wiederholt. Die Ergebnisse sind folgende:

Tabelle II.

Nr.	Farbstoff	Firma	Konzentration	Relative Helligkeit	λ	Vertikale Schwingungen	Horizontale Schwingungen	Natürliches Licht
1	Fluoreszein	Ferrein	$1 \cdot 10^{-5}$ g/cm³	1,0	515 $\mu\mu$	o	o	o
2	Rhodamin S	Bayer	$0{,}7 \cdot 10^{-5}$	0,9	565	o	o	o
3	Rhodamin Scharlach G	„	$1{,}5 \cdot 10^{-5}$	0,6	538	o	o	o
4	Rhodamin B extra	„	$2{,}5 \cdot 10^{-5}$	0,6	578	?	o	?
5	Aesculinum	Kahlbaum	$1{,}3 \cdot 10^{-5}$	hell	450 (?)	o	o	o
6	Chlorophyll (Äther-Lösung)	—	—	hell	670 (?)	o	o	o
7	Erythrosin	Bad. A. S. F.	$1 \cdot 10^{-5}$	0,01	555 (?)	+	o	+
8	Rosa Bengale	—	$4 \cdot 10^{-5}$	0,02	570 (?)	+	o	+

a) In allen Fällen der Fluoreszenz von bedeutender Helligkeit (wenn die Lösungen sorgfältig präpariert sind) gibt es keine, oder nur schwache Spuren der Polarisation.

b) im Verhalten zum Polarisationszustand des erregenden Lichtes ist der beobachtete Effekt dem Tyndall-Phänomen in allen Einzelheiten ähnlich.

Das erste Ergebnis widerspricht schon an sich dem oben angeführten Schlusse von Weigert, das zweite führte uns zu der nunmehr naheliegenden Annahme, daß wir es bei der von Weigert beobachteten Erscheinung mit einer Erscheinung zu tun haben, die dem Tyndallphänomen nicht nur analog ist, sondern mit diesem dem Wesen nach übereinstimmt.

Es ist wohl bekannt, daß die organischen Farbstoffe in Lösungen (in den wässerigen besonders) sich sehr oft im kolloiden Zustand befinden[1]), koagulieren, ausfallen und leicht adsorbierbar sind. Diese Bemerkung ist auch für fluoreszierende Farbstoffe gültig[2]). Die Anwesenheit des Tyndalllichtes kann in stark

1) Vgl. z. B. R. Zsigmondy, Kolloidchemie 1912, S. 213.

2) Vgl. z. B. R. Söderborg, Ann. d. Phys. 41, 391, 1913; W. Mecklenburg u. S. Valentiner, diese Zeitschr. 15, 267, 1914.

fluoreszierenden Lösungen selbstverständlich praktisch unbemerkbar bleiben, erwirbt aber große Bedeutung in schwach fluoreszierenden Medien.

Wir untersuchten von diesem Standpunkte die von uns angewandten Lösungen von Erythrosin und Rosa Bengale. Bei den von uns benutzten Konzentrationen dieser Farbstoffe (die in der Tabelle II angeführt sind) ist das aktive Bogenlicht im planparallelen Gefäße von 5 cm Länge schon im Abstande von 2 cm beinahe ganz absorbiert, so daß man bei Erregung mit horizontalen Schwingungen am Ende dieses Abstandes fast keine Spur des strahlenden Bündels mehr sieht. Bei Erregung mit vertikalen Schwingungen sieht man ganz deutlich, daß die grüne strahlende Säule der Fluoreszenz eine weißlich-violette Verlängerung hat, die sich beinahe gleichmäßig bis an den Rand des Gefäßes ausbreitet. Die Farbe dieser Verlängerung hängt gewiß ab von der Absorption des zerstreuten Bogenlichtes in der Lösung. Man erhält auf solche Weise eine natürliche Filtration des zerstreuten Lichtes von dem der Fluoreszenz. Zur Schätzung der Helligkeitsänderung des strahlenden Bündels bei Zusatz des Tyndalllichtes hatten wir die Helligkeit desselben mit Hilfe der obenerwähnten spektral-photometrischen Anordnung bei Erregung mit horizontalen bzw. vertikalen Schwingungen gemessen. Die Messungen wurden mit einem weit geöffneten Spalt des Spektralphotometers ausgeführt; die Öffnung entsprach beinahe dem Wellenintervalle von 20 $\mu\mu$ (im Gebiete der hellsten Wellenlänge des Fluoreszenzlichtes). Die Zahlen für einige Farbstoffe sind in der Tabelle III zusammengestellt. Diese Zahlen haben nur eine qualitative Bedeutung, da sie vom Charakter des erregenden Lichtes, von der Entfernung der untersuchten Stelle des Lichtkegels von der Eintrittsstelle usw. abhängen.

Tabelle III.

Farbstoff	Horizontale Schwingungen	Vertikale Schwingungen
Erythrosin	0,01	0,03
Rosa Bengale . . .	0,02	0,05
Rhodamin S	0,90	0,90
Fluoreszein	1,0	0,95

Man sieht leicht aus der Tabelle, welche große Bedeutung die Beimengung des Tyndalllichtes im Falle von schwach fluoreszierenden Farbstoffen hat, selbst bei Beobachtung in einem engen dem Fluoreszenzmaximum entsprechenden Wellenlängenintervall.

Die Verschiebung des Polariskops entlang dem strahlenden Bündel erlaubt folgende Beobachtungen auszuführen. Die Interferenzstreifen, die an der Eintrittsstelle des Lichtbündels im Gefäß beobachtet werden, wo die Helligkeit der Fluoreszenz noch genügend stark ist, sind nicht einfarbig, sondern zerfallen in ein Spektrum mit sehr deutlichem roten Teile. Erinnert man sich an die relative Schärfe des grünen Fluoreszenzbandes, so sieht man leicht, daß diese Beobachtung für die Richtigkeit unserer Vermutung spricht, daß die Interferenzstreifen durch die Polarisation des beigemengten Tyndalllichtes hervorgerufen werden.

An der Eintrittsstelle des Lichtbündels, wo die Fluoreszenz dominiert, sind die Interferenzstreifen merklich schwächer als in den größeren Entfernungen vom Rande des planparallelen Gefäßes. Diese Beobachtung wurde auch quantitativ bestätigt, indem wir den Polarisationsgrad des Lichtes des strahlenden Bündels in verschiedenen Abständen von der Eintrittsstelle mittels eines Polarimeters von Cornu gemessen haben (vgl. Tabelle IV).

Tabelle IV.

Abstand	Erythrosin	Rosa Bengale
0,5 cm	10 Proz.	9 Proz.
1	17	16
2	24	24
3	36	41
4	44	42

Dieser Versuch zeigt ganz klar, daß die von Weigert gemessene Polarisation von beinahe 40 Proz. im Falle von Erythrosin und Rosa Bengale eigentlich dem Tyndalllichte entspricht. Es sei noch bemerkt, daß dieser Schluß durch Beobachtung mit dem Polarimeter auf folgende Weise sehr schön qualitativ bestätigt wird. Zwei Bilder von quadratischer Öffnung im Polarimeter[1]), die durch ein Wollaston-Prisma erzeugt sind und die, bei entsprechender Einstellung des Instruments nur natürlichem bzw. natürlichem plus polarisiertem Lichte entsprechen, sind nicht von derselben Farbe. Das dem natürlichen Lichte entsprechende Bild ist grünlich, das andere rötlich-violett gefärbt.

Es gelang uns endlich, eine solche Lösung von Erythrosin zu bereiten, deren Fluoreszenz keine Spur von Polarisation mehr zeigte. Zu diesem Zwecke war das plan-parallele Gefäß mit sorgfältig präparierter Erythrosinlösung 24 Stunden lang im Dunkeln in Ruhe gelassen worden. Im Anfange der Untersuchung (1 bis 2 Minuten) mit dem Polariskop sah man keine Interferenzstreifen, sie erschienen aber zuerst schwach und dann immer deutlicher bei dauernder Belichtung mit Bogenlicht. Dieser Versuch

1) Vgl. dazu z. B. R. W. Wood, Physical optics 1911, S. 209.

wurde zweimal von verschiedenen Beobachtern wiederholt. Die Erscheinung von Streifen bei der Belichtung kann vielleicht durch Übergang der Lösung in den kolloiden Zustand, oder durch Koagulation durch Belichtung erklärt werden. Ähnliche Erscheinungen sind auch für andere kolloide Stoffe bekannt.

Die Wiederholung der anderen Versuche von Weigert schien uns überflüssig, da alle oben angeführten Beobachtungen einheitlich zu folgenden Schlüssen führen:

1. Typische fluoreszierende Farbstoffe strahlen bei Belichtung mit polarisiertem Lichte ein depolarisiertes Licht aus, was mit einer Genauigkeit von 1—2 Proz. festgestellt werden kann.

2. Die Weigertschen Versuche werden durch den kolloiden Zustand seiner Farbstofflösungen erklärt.

Wir möchten nicht unterlassen, dem Direktor des hiesigen Laboratoriums, Herrn Prof. Dr. P. P. Lasareff, für sein reges Interesse an dieser Arbeit unsern besten Dank auszusprechen. Es ist uns auch eine angenehme Pflicht, den Herren Prof. K. P. Jakowliew, Prof. W. J. Scharwin, Prof. W. J. Prischlezow, N. J. Wienkow und N. T. Fedorow, deren Liebenswürdigkeit wir manche Apparate und Farbstoffe verdanken, unseren tiefgefühlten Dank auszusprechen.

Physikalisches Laboratorium des Moskauer Wissensch. Instituts, Januar 1922.

(Eingegangen 28. Februar 1922.)

Über die Deutung des Sagnacschen Versuches in der allgemeinen Relativitätstheorie [1]).

Von Rudolf Ortvay.

Bei dem bekannten Versuch von Sagnac [2]) werden zwei Lichtstrahlen, die in umgekehrter Richtung die Peripherie eines rotierenden Kreises (genauer eines Polygons) durchlaufen, zur Interferenz gebracht, und dabei eine Verschiebung der Interferenzstreifen gegenüber des Ruhezustandes im Betrage entsprechend einer Phasendifferenz von $\frac{2lv}{c^2}$ beobachtet, wo l die Länge der Peripherie, $v = \omega r_0$ die Geschwindigkeit eines Punktes der Peripherie, c Lichtgeschwindigkeit bedeuten. Die Theorie des Versuches im zur Erde ruhenden System wurde von M. v. Laue schon vor Ausführung desselben gegeben [3]). Da der Versuch beweist, daß im rotierenden System die Lichtausbreitung nicht dem der gleichförmig bewegten Systeme entspricht, ist eine Behandlung vom Standpunkte der allgemeinen Relativitätstheorie erwünscht.

I.

Dazu liefert die Methode, die H. Thirring in seiner Arbeit [4]) über die Wirkung ferner rotierender Massen angewendet hat, die Hilfsmittel und wir werden das Problem mit derselben Annäherung behandeln, wie Thirring die Zentrifugal- und Corialiskräfte behandelt hat.

Wir nehmen mit Thirring an, daß um den Anfangspunkt unseres Koordinatensystems eine Kugelschale von der Masse M und dem Radius r mit der Winkelgeschwindigkeit ω um die z-Achse gleichförmig rotiere. r sei groß gegen den Kreisradius.

Wir nehmen im Unendlichen für die Koeffizienten g_{ik} des Bogenelementes die Werte, die es im pseudoeuklidischen Fall besitzt und wenden die Näherungslösung von Einstein mit retardierten Potentialen an.

Für den Energieimpulstensor [4]) erhalten wir, wenn wir die Glieder mit ω^2 streichen

$$T_{ik} = \varrho \left(\frac{dx_4}{ds}\right)^2 \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & -r\omega \sin\vartheta \sin\varphi \\ 0 & 0 & 0 & r\omega \sin\vartheta \cos\varphi \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -r\omega \sin\vartheta \sin\varphi, & r\omega \sin\vartheta \cos\varphi & 0 & 1 \end{vmatrix}$$

Wenn wir mit $x_4 = ct$, $c = 1$ = Lichtgeschwindigkeit, ϱ = Massendichte bezeichnen.

Die kovarianten Komponenten des Bogenelementes erhalten wir [4]), wenn wir die Glieder mit ω^2 ebenfalls streichen, zu

$$g_{ik} = \begin{vmatrix} -(1+\alpha) & 0 & 0 & +\frac{2}{5}\alpha\omega y \\ 0 & -(1+\alpha) & 0 & -\frac{2}{5}\alpha\omega x \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ +\frac{2}{5}\alpha\omega y & -\frac{2}{5}\alpha\omega x & 0 & +(1-\alpha) \end{vmatrix}$$

wo $\alpha = \dfrac{\varkappa M}{4\pi r}$, $\varkappa$ = Gravitationskonstante.

1) Teilweise nach einer der Kgl. Ung. Akademie der Wissensch. in der Sitzung am 13. Februar 1922 vorgelegten Arbeit des Verfassers.

2) Sagnac-Paris, C. R. **157**, 708 u. 1410, 1913.

3) M. v. Laue, Münch. Ber. 1911, S. 404; Das Relativitätsprinzip, 3. Aufl., 1919; Ann. d. Phys. **62**, 448, 1920.

4) H. Thirring, diese Zeitschr. **19**, 33, 1918; **22**, 29, 1921.

Für das Bogenelement erhalten wir

$$ds^2 = -(1+\alpha)(dx^2+dy^2) + \tfrac{4}{3}\alpha\omega(x\,dy - y\,dx)\,dt + (1-\alpha)\,dt^2$$

und bestimmen die Lichtgeschwindigkeit aus der Gleichung

$$ds^2 = 0.$$

Es ist

$$x\,dy - y\,dx = r^2 d\varphi = r^2 \frac{d\varphi}{dt}\cdot dt = r\cdot c\cdot dt,$$

wo c die Lichtgeschwindigkeit in der Richtung des Kreisumfanges ist.

Wir erhalten aus der Gleichung $ds^2 = 0$ nach Einsetzen dieses Wertes und Division durch dt^2

$$-(1+\alpha)\left|\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2\right| + \tfrac{4}{3}\alpha\omega r c + 1 - \alpha = 0.$$

Da

$$\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 = c^2$$

ist, erhalten wir weiter

$$c^2 - \tfrac{4}{3}\cdot\frac{\alpha}{1+\alpha}\,\omega r c - \frac{1-\alpha}{1+\alpha} = 0$$

und daraus für c

$$c = +\tfrac{2}{3}\frac{\alpha}{1+\alpha}\,\omega r \pm \sqrt{\tfrac{4}{9}\left(\frac{\alpha}{1+\alpha}\right)^2 + \frac{1-\alpha}{1+\alpha}}$$

und Beschränkung auf Glieder erster Ordnung in α

$$c_1 = 1 - \alpha + \tfrac{2}{3}\alpha\omega r = \left(1 - \frac{xM}{4\pi\cdot r}\right) + \frac{x}{6\pi}\cdot\frac{M}{r}\cdot v,$$

$$c_2 = -(1-\alpha) + \tfrac{2}{3}\alpha\omega r = -\left(1 - \frac{x}{4\pi}\cdot\frac{M}{r}\right) + \frac{x}{6\pi}\cdot\frac{M}{r}\cdot v.$$

Hier bedeutet

$$c_0 = 1 - \frac{xM}{4\pi r}$$

die Lichtgeschwindigkeit, wenn die Schale ruht, es weicht nur wenig von der Einheit ab, nur soweit es durch das Potential der Schale bedingt wird. Das zweite Glied bedingt, daß die Geschwindigkeit in beiden Richtungen nicht gleich ist.

Die Lichtgeschwindigkeit ist nicht $c = c_0 \pm v$, wie beim Sagnacschen Versuch, sondern zum zweiten Glied tritt der Mitführungskoeffizient

$$\frac{x}{6\pi}\cdot\frac{M}{r}$$

hinzu, welches sehr klein ist. Es ist auch nicht anders zu erwarten, da die fernen Massen, die die normalen Werte von g_{ik} bedingen, nicht an der Rotation teilnehmen.

II.

Im ersten Abschnitt habe ich den Sagnacschen Versuch durch die direkte Berechnung der Wirkung der fernen rotierenden Massen zu deuten gesucht, das Bogenelement konnte aber nur berechnet werden, wenn die Geschwindigkeit der fernen Massen klein ist.

Es läßt sich aber der Sagnacsche Versuch ganz genau in der allgemeinen Relativitätstheorie deuten, wenn man ebenso wie bei der Behandlung der Zentrifugalkräfte[1]), das Bogenelement auf ein, gegen das Fixsternsystem rotierendes, Koordinatensystem bezieht.

Ist das Bogenelement in einem System, daß gegen die Fixsterne ruht, bei Benutzung von räumlichen Zylinderkoordinaten[2]) wobei die Zeiteinheit so gewählt ist, daß die Lichtgeschwindigkeit die Einheit wird

$$ds^2 = dz^2 + dr^2 + r^2 d\varphi'^2 - dt'^2,$$

so können wir es auf ein um die z-Achse mit der konstanten Winkelgeschwindigkeit ω rotierenden System durch die Substitution

$$\varphi' = \varphi + \omega t, \quad t' = t$$

transformieren;

$$ds^2 = dz^2 + dr^2 + r^2 d\varphi^2 - 2r^2\omega\,d\varphi\,dt - dt^2(1-\omega^2 r^2).$$

Die Geschwindigkeit des Lichtes bestimmen wir aus der Gleichung $ds^2 = 0$. Indem wir beachten, daß für einen Lichtstrahl, der sich in einer zu der Rotationsachse senkrechten Ebene normal zum Radiusvektor fortpflanzt,

$dz = 0$, $dr = 0$, $r\frac{d\varphi}{dt} = c$ = Lichtgeschwindigkeit,

$\omega \cdot r = v$ = Geschwindigkeit eines Punktes, welcher in dem rotierenden System in der Entfernung r vom Nullpunkt ruht, so erhalten wir nach Division mit dt^2 eine quadratische Gleichung für die Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit

$$c^2 - 2vc - (1-v^2) = 0$$

und daraus

$$c = v \pm 1$$

entsprechend dem Sagnacschen Versuch.

Hätten wir eine räumliche endliche Welt angenommen, nach Einstein oder de Sitter, so hätten wir von einem Bogenelement auszugehen, welches sich in der Umgebung des Nullpunktes nur durch Größen zweiter Ordnung von dem angenommenen Ausdruck unterscheidet, und das Resultat wäre bis auf Größen derselben Ordnung das gleiche.

---

1) H. Thirring, diese Zeitschr. **19**, 33, 1918 u. **22**, 29, 1921; A. Kopff, diese Zeitschr. **22**, 24 u. 179, 1921.
2) H. Weyl, Raum, Zeit, Materie. IV. Aufl., S. 203.

Zusammenfassung.

1. Es wird gezeigt, daß die von rotierenden fernen Massen ausgehenden Gravitationskräfte das Licht in der Bewegungsrichtung mitnehmen.

2. In einem, gegen das Fixsternsystem rotierenden Koordinatensystem bewegt sich das Licht entsprechend dem Versuche von Sagnac.

Budapest, den 10. Februar 1922.

(Eingegangen 28. Februar 1922.)

Spektroheliographische Untersuchungen am elektrischen Lichtbogen.

Von Rudolf G. Berthold.

(Mit Tafel V und VI.)

A. Gleichstrombogen.

Die Untersuchung der räumlichen Verteilung der Emission im Lichtbogen ist zuerst von Lenard[1]) gemacht worden. Für die spektrale Zerlegung verwandte er neben der Beobachtung durch Farbenfilter ein Objektivspektroskop, ein Spektroskop mit großer Dispersion und Vergrößerung, bei dem an Stelle des Spaltes ein kleines reelles Bild des Bogens durch eine Linse erzeugt wird. Es treten dann im Gesichtsfeld statt der Spektrallinien diesen entsprechende monochromatische Bilder des Lichtbogens auf. Lenards Wunsch war, Klärung darüber zu schaffen, ob die gesamte Zahl der Schwingungsmöglichkeiten, die uns ein Linienspektrum zeigt, unbedingt gleichzeitig jedem erregten Atom des betreffenden Elementes zugeschrieben werden muß. Auf Grund seiner Beobachtung des Lichtbogens kommt Lenard zu einer Verneinung der Frage. Er findet nämlich, daß der metallsalzhaltige Lichtbogen aus Schichten besteht, deren jede nur eine einzige Spektralserie emittiert. Die Hauptserie liegt ganz außen im Saum des Bogens, darüber die erste Nebenserie, weiter im Innern die folgenden Nebenserien. Es zeigt sich also, daß zum Beispiel die Haupt- und erste Nebenserie von Natrium an verschiedenen Orten im Lichtbogen emittiert werden. Die Emissionszentren können also im Lichtbogen nur je eine Spektralserie gleichzeitig aussenden.

Es läßt sich durch Feststellung der örtlich verschiedenen Emission natürlich nicht entscheiden, ob die an den betreffenden Orten befindlichen Atome andrer Schwingungsfrequenzen nicht fähig sind, oder ob die zu diesen andren Schwingungsarten nötige Erregung dort fehlt. Die räumliche Verteilung sagt aber wohl, daß die Emission nicht gerade an den Orten intensiv ist, an denen man eine große Stromdichte feststellt, denn sie ist häufig an den Saum der von der elektrischen Strömung unabhängigen Lichtbogenflamme gebunden.

In Verfolgung dieser Lenardschen Ergebnisse hat Kramsztyk[1]) auf Lenards Veranlassung die metallsalzhaltigen Lichtbogen systematisch untersucht. Das ausgesprochene Ziel war, festzustellen, ob der rein arithmetischen Serieneinteilung der Spektrallinien, wie sie durch Kayser und Runge, Rydberg, Balmer bekannt ist, eine örtliche Anordnung im Lichtbogen und Funken entspräche. Kramsztyk fand in den meisten Fällen, — bei den Alkalimetallen ausnahmslos, — Übereinstimmung der räumlichen (Lenardschen) mit der gewöhnlichen arithmetischen Einteilung. Die Hauptserienlinien werden also im äußersten Saum, die 1., 2., 3. Nebenserie weiter innen emittiert; so schichtenweise ineinander, daß alle Bilder hohl erscheinen und die höchste Nebenserie sich am tiefsten im Innern befindet.

H. Oellers[2]) hat eine Untersuchung am Lichtbogen mit Prismenkamera und Gitter im Bereich von 7000 bis 3300 Å gemacht und dabei Einwände erhoben gegen die Verwendung von Kohleelektroden, die mit Metallsalzen getränkt sind. Er meint, daß nur das Auftreten von Kohle- und Stickstoffbanden im Kern des Lichtbogens, also nur die Kohleverwendung bewirkt, daß die Bilder der Metallinien hohl erscheinen. Deshalb verwandte er massive Stäbe aus dem Metall, dessen Spektralemission er untersuchen wollte (*Cu, Ag, Mg, Ca, Zn, Cd, Al, Th, Sn*). Der dann entstehende dichte Dampf ist sicher sehr hinderlich für die Ausbildung von Hohlflammen, außerdem macht er es unmöglich, daß man durch eine äußere Mantelwand in das Innere des Lichtbogens hinein sehen kann; wie das von Lenard auch betont ist. Die Oellersschen Resultate sollen hier kurz angeführt werden:

„In der Regel ist die Emission an beiden Polen verstärkt; sie nimmt ab von den Polen nach der Mitte des Bogens und von der Achse zur Peripherie. Gewöhnlich ist die Emission an einem Pole stärker als am anderen; dieser Pol kann bei verschiedenen Metallen sowohl der positive wie der negative sein.

Es treten niemals Hohlflammen auf; der Kern des Bogens hat die stärkste Emission.

In einzelnen, aber nicht in allen Fällen zerfällt der Bogen in zwei Flammen, die sich in

1) Lenard, Ann. 11, 636—650, 1903.

1) Kramsztyk, Ann. 48, 375, 1915.

2) H. Oellers, Zeitschr. f. wiss. Photographie 10, 11, 12, 431, 1912.

der Mitte berühren; die Flammenbilder der stärkeren (längsten) Linie sind die größten, die der schwächeren die kleinsten. Die Größe der Flammenbilder verschiedener Serien richtet sich nach der Intensität.

Flammenbilder von Banden sind in der Regel schwächer an den Elektroden, stärker in der Mitte.

Die Beobachtungen der Hohlflammen sind durch Eigentümlichkeiten des Kohlebogens zu erklären".

Mit Hilfe eines Spektroheliographen hat Oldenberg[1]) den Gleichstromlichtbogen untersucht. Der von ihm konstruierte Apparat, der auch zu der vorliegenden Untersuchung verwandt wurde, erlaubt sowohl okulare, wie photographische Beobachtung.

Die spektroheliographische Methode kann kurz folgendermaßen erklärt werden: Durch ein photographisches Objektiv wird ein reelles Bild des Lichtbogens auf den Spalt eines Spektralapparates entworfen. Aus dem entstehenden Spektrum wird durch einen zweiten Spalt eine bestimmte Wellenlänge herausgeblendet; durch synchrone Verschiebung des Bogenbildes über dem ersten, und einer photographischen Platte hinter dem zweiten Spalt erzeugt man ein monochromatisches Bild des Lichtbogens.

Oldenberg beschreibt seine Untersuchungen am Gleichstrombogen zusammenfassend:

„Die Untersuchung der Natriumlinien ergab: Die Hauptserie und die zweite Nebenserie werden überwiegend im Saum des Lichtbogens emittiert, die erste Nebenserie weiter im Innern.

Bei der Untersuchung von Banden wurden zwei Typen von Bildern beobachtet. Beim ersten Typus, der von sämtlichen Kohle- und Stickstoffbanden geliefert wird, ist der Kern des Lichtbogens gleichmäßig hell; zum Rande nimmt die Helligkeit ab. Einen gerade entgegengesetzten Typus zeigen sämtliche andern Banden; bei diesen ist der Rand des Bogens wesentlich heller als die Mitte. Um Einwände zu entkräften, die gegen die scheinbare Höhlung der monochromatischen Bilder erhoben sind, wurde das Spektrum des Lichtbogenkernes durch eine feine Bohrung längs der Achse der positiven Kohle untersucht; so wurde das Spektrum des Mantels ausgeschaltet. Das Resultat ist: Wenn die Belichtungsdauer so gewählt wird, daß die Banden des ersten Typus (Kohle, Stickstoff) im Kern viel heller erscheinen als am Rand, so erscheinen im Gegensatz hierzu alle Metallinien, sowie die Banden des zweiten Typus im Kern weitaus dunkler, als am Rand."

1) O. Oldenberg, Zeitschr. f. wiss. Photographie 13, 135 und Göttinger Dissertation 1913.

Oldenberg fand also die Emission der zweiten Nebenserie von Natrium am gleichen Ort, wie die der Hauptserie. Kramsztyk vermutet, daß dieses von seiner Beobachtung abweichende Resultat darin begründet ist, daß bei Oldenberg der Lichtbogen sehr kurz und infolgedessen nicht in zwei Flammen ausgebildet war.

Ich habe den Oldenbergschen Vergleich von erster und zweiter Natriumserie wiederholt und dabei Oldenbergs Resultat bestätigt gefunden. Die Länge des Lichtbogens wurde dabei zwischen 8o und 6 mm verändert. Die Ausbildung von zwei getrennten Flammen kann man leicht erreichen, wenn man die Metallsalzkonzentration erheblich verstärkt.

Der zweiflammig brennende Bogen verhält sich, im Spektroheliographen betrachtet, genau so, wie der von Oldenberg und mir verwandte, der, infolge geringer Salzkonzentration, in Form einer ruhigen Säule beide Elektroden verbindet. Photographieren kann man den zweiflammigen Bogen nicht, da er außerordentlich unruhig brennt, und die Ansatzfläche der einzelnen Flammen auf den Elektroden selten längere Zeit ruhig stehen bleibt.

Durch eine besondere Anordnung habe ich die monochromatischen Bilder der ersten und zweiten Nebenserie von Natrium auf eine Platte bringen können. In der Fig. 1 (Nr. 2 aus Oldenbergs Arbeit) ist das Schema des Apparates gegeben.

An der Stelle I befindet sich das leuchtende Objekt, der Lichtbogen. Von ihm entwirft die Linse L_1 mit Hilfe des drehbaren Spiegels S_1 ein Bild auf der Spaltebene II. Das Linsensystem $L_2 L_3$ bildet mit Hilfe des feststehenden Spiegels S_2 in der zweiten Spaltebene III ein reelles Bild des Spaltes II ab. Da zwischen L_2 und L_3 sich ein Prisma konstanter Ablenkung befindet (unabhängig von der Farbe wird der symmetrisch durchtretende Strahl immer um 90° abgelenkt), so entsteht in der Ebene III für jede Farbe ein Bild des Spaltes II. Für genügend dicht in der Nähe der Achse liegende Spaltbilder gibt die Linse L_4 über den Spiegel S_3 in Ebene IV die Bilder des über Spalt I weglaufenden Bogenbildes monochromatisch wieder, sobald die Achse, auf der sich die beiden Spiegel $S_1 S_3$ übereinander befinden, sich zu drehen beginnt. (Die genaue Beschreibung des von Oldenberg gebauten Apparates befindet sich in der Zeitschrift für wissenschaftliche Photographie 13, S. 135.)

An Stelle des in Ebene III angebrachten Spaltes, mit dem die gerade untersuchte Linie aus dem dort entstehenden Spektrum herausgeblendet wurde, treten zwei Spalte, die in ihrem

gegenseitigen Abstande beliebig veränderlich sind. Mit diesen wurde je eine Linie einer ersten und zweiten Nebenserie herausgeblendet. Dann bildete in Ebene IV die Linse L_4 gleichzeitig ein monochromatisches Bild der ersten und zweiten Nebenserie nebeneinander ab. Wenn der Abstand der Spektrallinien ungünstig war, wurde in den Strahlengang der einen eine schräggestellte Glasplatte (G) eingeschaltet.

Die Untersuchung an NaI NS $\lambda = 4983$ Å, II NS $\lambda = 4752$ Å ergab für okulare und photographische Beobachtung mit voller Sicherheit eine Bestätigung von Oldenbergs Resultat (Bild 1a, b auf der angefügten Tafel V).

Die Mantelbilder von Li sind sehr viel weniger scharf umgrenzt. Untersuchungen mit der Doppelspalteinrichtung gaben für LiI $\lambda = 4602$ Å und $LiII$ $\lambda = 4972$ Å ein gar nicht sicher zu deu-

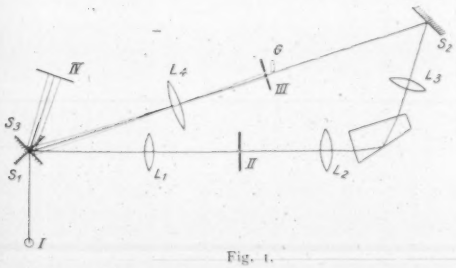


Fig. 1.

tendes Resultat. Es ließ sich nicht genau feststellen, ob die Bilder gehöhlt waren. Bei nicht gehöhlten Bildern hängt der Durchmesser natürlich von der Intensität der Linien, also auch von der Belichtungszeit ab. Der Einfluß, den eine Änderung der Konzentration auf die Gestalt der Lichtbogenbilder hat, wurde mit einer Vorrichtung untersucht, die erlaubte, während der Beobachtung die Konzentration des Metallsalzes stetig zu ändern (Fig. 2). Als untere Kohle wurde im Lichtbogen eine Homogenkohle verwandt von 15 bis 20 mm Durchmesser; diese wurde achsial aufgebohrt auf 6 mm lichte Weite. In dieser Bohrung konnte durch einen besonderen Trieb eine mit Metallsalz imprägnierte Kohle von 6 mm Stärke auf- und abwärts bewegt werden. Bei starken Strömen (über 12 Amp.) brannte der Bogen ruhig, unabhängig von der Stellung der beweglichen dritten Kohle und man konnte nun bei Heben dieser verfolgen, wie allmählich der Hohlraum in dem Bogenbild von $NaII$ $\lambda = 4752$ Å anfing, stärker zu leuchten, bis der gesamte Bogen, Mantel und Inneres, gleichmäßige Intensität zeigten. Der dem Auge deutliche Rand des Bogens blieb genau an der Stelle, wo er erschien, als das Innere noch dunkel war. Bei Konzentrationszunahme fand also keine Formveränderung des hohlen Bildes statt, sondern die Emission trat allmählich im Innern der Höhlung auf. Bei Herabsenken der salzhaltigen dritten Kohle nahm die Emission im Innern des Mantels gleichmäßig ab, und der Mantel erschien wieder deutlich gehöhlt. Es ergibt sich aus dieser Beobachtung, daß der Unterschied zwischen Lenards und Oldenbergs Feststellung nicht durch Verschiedenheiten der Metalldampfkonzentration zu erklären

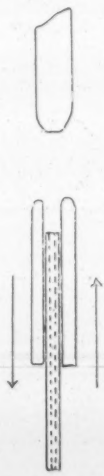


Fig. 2.

ist. Ebenfalls ergibt sich, warum Oellers niemals Hohlflammen beobachtet hat, hieraus.

Bei der Beobachtung von Nebenserienbildern habe ich bemerkt, daß zwischen Stickstoffbanden ($\lambda = 4216$ Å) und den Nebenserien der Metalle eine gegenseitige Beeinflussung besteht. Wenn man einen Gleichstrombogen herstellt zwischen Kohlen, die mit wenig $LiFl$ im Docht versehen sind, so zeigen sich deutlich Haupt- und beide Nebenserien hohl und am negativen Pol weitaus am stärksten. Sie schließen die Stickstoffbande 4216 ein, die am negativen Pol sehr schmal, am positiven Pol breit aufsitzt. Bringt man aber etwas mehr Li in den Bogen, so nehmen die Nebenserien den Kern ein und drängen die Stickstoffbanden allmählich ganz zurück, bis sie in der Richtung zum positiven Pol hin ver-

schwinden. Untersucht man diesen Vorgang mit Kupfer, Messing und Aluminium, so lassen sich die Kohle- und Stickstoffbanden nicht verdrängen; auch dann sind sie noch im Gesichtsfeld am gewöhnlichen Ort zu erkennen, wenn man massive Stäbe der genannten Metalle als Elektroden benutzt und nur eine Kohle von außen in den Bogen hält. Führt man aber Lithium in diesen reinen Metalldampfbogen von außen hinein, so verdrängt es sofort alle etwa vorhandenen Kohle- und Stickstoffbanden, auch die Metallinien aus dem Kern, und die Lithiumnebenserien erscheinen dort.

Auf alle Fälle zeigt sich also der Alkalidampf als der stärkste, indem er jeden andern, auch dichteren Dampf aus dem Lichtbogenkern verdrängen kann. Man kann wohl annehmen, daß diese Erscheinung Zusammenhang hat mit der guten Leitfähigkeit, die die Alkalidämpfe im Verhältnis zu anderen Metalldämpfen zeigen[1]).

B. Wechselstromlichtbogen.

Die Anwendung der spektroheliographischen Methode auf den Wechselstromlichtbogen ist schon von Puccianti[2]) vorgenommen. Sein Apparat bestand aus einem Objektivspektroskop in Verbindung mit einer stroboskopischen Scheibe. Als Ergebnisse seiner Untersuchung gibt er an:

„Bei der Nullphase (Zeit, während der im Lichtbogen nur die unselbständige Strömung fließt) hat man etwa das Flammenspektrum. Die erste und zweite Nebenserie verschwinden dann. Das Wiederaufflammen der Nebenserien erfolgt mit dem Wiederansteigen des Stromes. Die *D*-Linie bleibt in der Nullphase intensiv ..."

Es folgt daraus:

„Die Linien der Nebenserien liefern Bilder des Teiles, der den Strom leitet. Dieser Teil besitzt konstante Leitfähigkeit, gemessen durch Messung des Durchmessers des Bogens als Funktion des Stromes. Die *D*-Linie stellt den trägen Teil des Bogens dar. Die größeren Bilder sind hohl. Die erste Nebenserie von $Na\ \lambda = 568$ fehlt in der Nullphase des Stromes ganz". Er macht mit dieser Linie einen besonderen Versuch. Er stellt die Phase $\pi/10$ ein und verkürzt dann den Bogen durch Zusammenrücken der Elektroden, wobei der Effektivstrom konstant gehalten wird. Es erscheint plötzlich wieder das Bild von *Na* 568. Als Erklärung gibt er an: „Die Feldstärke wird größer durch Aneinanderrücken der Elektroden. Die in der Nullphase zurückgebliebenen Ionen bekommen unter deren Einfluß größere Geschwindigkeit, sie können daher eine größere Anzahl Ionen durch Stoßionisation erzeugen. Infolgedessen kann die selbständige Strömung im Lichtbogen in einer früheren Phase einsetzen."

Oldenberg hat bei seiner Untersuchung des Gleichstrombogens vier besonders ausgeprägte Typen von Flammenbildern festgestellt, nämlich Haupt- und Nebenserien, Banden erster Art (Stickstoff- und Kohlebanden) und Banden zweiter Art (Metalloxydbanden). Auf diese vier Typen erstrecken sich meine nun folgenden Untersuchungen des Wechselstromlichtbogens.

Die Hauptserien wurden an *Na* 5896/96, *Li* 6708, *Ca* 4227 „g" in allen Phasen untersucht. Während der ganzen Periode erscheint als Hintergrund eine schwach leuchtende Dampfwolke. Die Form dieser Wolke bleibt durch alle Phasen dieselbe. Sie setzt am unteren Pol schmal an und greift um den oberen herum. Die Intensität dieses Scheines nimmt nach dem Rande hin ab. Das Bild des eigentlichen Lichtbogens dringt in diesen Schein hinein, und zwar vom negativen Pol her als kleines Flämmchen. Der Zeitpunkt, in dem dieses Flämmchen erscheint, ist scharf definiert, man kann ihn als Zündphase bezeichnen. Von diesem Punkt an sind alle Phasenangaben in Winkelgraden gemessen. Vom positiven Pol her erscheint nur wenig später (etwa 1^0) eine diffuse, breitere Flamme. Diese entsteht aus dem Zusammenziehen eines Teiles des oben beschriebenen Scheines. 6^0 nach der Zündung haben sich Zündflamme und Flamme am positiven Pol vereinigt zu einem geschlossenen Bogen, der auch deshalb deutlicher zu sehen ist, weil seine Begrenzung nach außen schärfer wird. Nun beginnt sich im Innern die Höhlung zu entwickeln. Sie nimmt ihren Ausgang vom negativen Pol, dringt aber mit großer Geschwindigkeit zum positiven vor. Sobald das geschehen ist, ist damit die Entstehungsphase des Bogenbildes beendet, sie dauert $^1/_{13}$ einer Halbperiode, und die folgenden Phasen zeigen, wie das hohle Bogenbild (der Mantel) mit zunehmendem Strom an Breite wächst. Am dünnsten erscheint die Wand des Mantels in der Mitte zwischen den Polen. Das Helligkeitsmaximum des Bogenbildes liegt vor dem negativen Pol (Bild 2). Der Mantel verschwindet in dem diffusen Schein mit abnehmendem Strome dadurch, daß er im Durchmesser kleiner wird, seine Höhlung verschwindet und die Intensität bedeutend schwächer wird. Der Schein zeigt bei 180^0 ein deutliches Intensitätsmaximum und eine fast dunkle Zone vor der gewesenen Anode, hauptsächlich dann, wenn diese oben lag (Bild 3). In diese dunkle Zone hinein schießt dann bei Zündung der zweiten Halbperiode das Flämmchen vom nega-

1) K. Baedeker, Die elektrischen Erscheinungen in metallischen Leitern, S. 34. Braunschweig 1911.

2) Puccianti, diese Zeitschr. 8, 463—471. 1907.

tiven Pol. Im Innern des Mantels bemerkt man bei sehr starkem Strom (12 bis 20 Amp.) einen ganz unscharfen Kernschein. Dieser ist zum Hauptserienbild gehörig, denn bei nahe benachbarten Wellenlängen zeigt er sich nicht.

Die Annahme Oldenbergs[1]), daß das Leuchten vor dem negativen Pol durch davorgelagerte Intensitätsmaxima des hohlen Mantels vorgetäuscht wird, ist nach meinen Beobachtungen am Wechselstrombogen nicht zu halten. Man kann nämlich bei großen Stromstärken erreichen, daß die Intensitätsmaxima des Mantels sich seitlich an den positiven Pol anschmiegen, während das Intensitätsmaximum vor dem negativen Pol liegen bleibt (vgl. Bild 4, *Ca* „g" aufgenommen bei 25 Amp.).

Bei der Beobachtung der ersten Nebenserie fand Oldenberg in Übereinstimmung mit Puccianti, daß diese ein nach außen schärfer begrenztes und im Durchmesser engeres Bild gibt. Nachdem ich im Gegensatz zu Oldenberg auch bei der Hauptserie im Wechselstrom, aber auch im Gleichstrombogen großer Stromstärke ein ganz flach gedrücktes Intensitätsmaximum festgestellt habe, läßt sich nun das Maximum vor dem negativen Pol nicht mehr als besonderes Merkmal der ersten Nebenserie angeben, wohl aber läßt die Art der Entstehung und Ausdehnung des Intensitätsmaximums der Nebenserie ohne weiteres eine genaue Unterscheidung vor dem der Hauptserie zu. In der Nullphase ist keinerlei Emission zwischen den Elektroden zu sehen, unabhängig von der im Lichtbogen verwandten Salzkonzentration. Erst wenn die Ausbildung des Bildes der Hauptserienlinie schon charakteristisch geworden ist, sieht man — besonders gut bei gleichzeitiger Beobachtung von Haupt- und Nebenserie unter Anwendung des doppeltes Spaltes — das Aufleuchten eines diffusen Scheines, vor dem negativen Pol (Bild 5). Dieser Schein befindet sich im Innern des Scheines der Hauptserie. Er legt sich aber nicht flach an den negativen Pol an, wie die Hauptserie, sondern er bleibt vor dem Pole stehen und vergrößert sich gleichmäßig nach allen Richtungen. Zugleich mit dem Hinwandern des Scheines zum negativen Pol vollzieht sich ein Hervorbrechen eines Zündflämmchens aus der Elektrode. Im Gegensatz zur Hauptserie, die bei stärkerem Salzgehalt des Bogens nach außen ganz von einer verschwommenen Wolke umgeben ist, bleibt das Bild der Nebenserien auch bei allen Salzkonzentrationen nach außen völlig scharf und klar definiert. Allerdings ist bei starker Konzentration eine Höhlung der Nebenserienbilder dann nicht mehr zu sehen. Besonders im Spektrum des *Ca* bleibt die scharfe Begrenzung immer erhalten. Die Zündung der ersten Nebenserie gibt noch eine besondere Erscheinung, die man besonders gut bei starker Konzentration sieht: Kurz vor dem Berühren der vom negativen Pol kommenden Flamme mit dem positiven Pol sieht man während einer Phasendauer von 2° vor dem positiven Krater einen scharf abgegrenzten Dunkelraum, in dem keinerlei Emission stattfindet. Danach berührt die vom negativen Pol gekommene Flamme erst den positiven Pol wirklich (Bild 6). Die typische geschlossene Form des Bogenbildes wächst mit zunehmender Phase, und gleicht der des Gleichstrombogens (Bild 7, das Bild erscheint nicht hohl, weil die Aufnahme bei starker Salzkonzentration gemacht ist). Sie bleibt bestehen von 66° bis 132° nach der Zündung. Dann fällt die Gestalt von der Kathode her nach innen zusammen. Die beim Maximum stark ausgebauchte Bogenform geht schnell in eine an der Kathode stark verjüngte über. Am positiven Pol verliert sie zwar sehr schnell an Intensität, behält aber zunächst noch ihre maximale Form. Dann entsteht ganz plötzlich ein äußerst scharf begrenzter Dunkelraum vor der Anode, der längere Zeit bestehen bleibt (Bild 8). Dieser ist von besonderem Interesse; es wurde davon eine besondere Aufnahme gemacht, über die weiter unten im Zusammenhange mit den Banden II. Art berichtet wird.

Oldenberg beschreibt eine Emissionsart, die für die meisten Banden der Metallspektra charakteristisch ist. Er nennt sie Banden II. Art, im Gegensatz zu den Kohle- und Stickstoffbanden. Man führt sie auf das Vorhandensein von Metalloxyden zurück. Diese Banden II. Art erscheinen im Mantel auffallend viel intensiver, als im Kern, und bilden mit dieser Erscheinung neben den Bildern der Haupt- und Nebenserien eine dritte, sofort auffallende, monochromatische Lichtbogenform. Unterschied zwischen positiver und negativer Elektrode ist bei Gleichstrom nicht zu entdecken, wohl aber bei Wechselstrom in den Phasen, die der Ausbildung der vollständigen Höhlung vorangehen. Die Höhlung beginnt am negativen Pol, und zwar erscheint dort die Zündflamme sofort gehöhlt. Die Höhlung dringt innerhalb der vorschreitenden Zündflamme langsamer, als diese selbst vor. Infolgedessen bleiben die leuchtenden Gase vor dem positiven Pol längere Zeit liegen (Bild 9), denn die Banden II. Art verhalten sich in der Nullphase ebenso wie die Hauptserienlinien. Erst kurz vor dem Strommaximum verschwindet das Leuchten vor dem positiven Pol (Bild 10). Dann erscheint das Bild der Banden II. Art symmetrisch in bezug auf die Elektroden, abgesehen von

1) Oldenberg, a. a. O.

der Einwirkung von Luftströmungen. Nur bei der Beobachtung des Wechselstrombogens kann man also den Unterschied der Pole feststellen. Der Mantel ist nach innen und außen hin gleich scharf definiert (Bild 11). Mit zunehmendem Strome wächst der Bogendurchmesser genau wie bei allen andern Bogenbildern, außerdem aber auch, weil die Mantelwand sich mit zunehmendem Strom zusammenzieht.

Den größten Einfluß auf örtliche Verteilung der Emission im Lichtbogen scheinen die Ursachen zu haben, die gleichzeitig das Auftreten der Banden erster Art bewirken. Als Banden I. Art stellt Oldenberg alle dem Stickstoff und der Kohle zugeschriebenen fest; insbesondere beobachtete er die intensiven violetten Kanten in der Umgebung von 4216 Å. Er fand, daß diese Banden niemals hohl sind, sondern daß ihre Emission im Kern am stärksten ist und nach dem Rande zu abnimmt. Während der Phase der unselbständigen Strömung ist der Raum zwischen den Elektroden vollständig ohne Emission. Zweifellos ist bei den Banden I. Art die Dunkelheit in dieser Phase am vollständigsten im Verhältnis zu dem Verschwinden der Emission bei allen andern Bogenbildern in der gleichen Phase. Denn bei diesen ist es doch immer möglich, durch sehr starken Strom, durch sehr starken Salzzusatz und lange Exposition Spuren einer Emission zwischen den Elektroden festzustellen. Nur bei den Banden I. Art war dies nicht möglich, trotzdem doch offenbar die Dampfdichte infolge der Verwendung der Kohle als Elektrode groß genug ist. Mit Beginn der selbständigen Strömung tritt am negativen Pol eine kleine, gut definierte Zündflamme auf. Nach ein paar Graden kommt ihr aus der Anode eine zweite entgegen. (Bild 12.) Der Phasenunterschied zwischen Zündung am negativen und am positiven Pol ist veränderlich, und zwar abhängig von Stromstärke und Abstand der Elektroden. (Bild 13.) Die negative Flamme erscheint immer breiter und intensiver, als die positive. Sehr bald nachdem die Flamme oben erschienen ist, fließen beide Flammen ineinander. Es zeigt sich nun, daß der Ansatz der Bandenbilder an beiden Polen immer ungleich ist. Am positiven Pol zeigt der Bogen eine Verbreiterung. Die Flamme legt sich an ihn rechtwinklig an, während sie an dem negativen Pol nur tangential einsetzt. (Bild 14.) Besonders deutlich wird dies in den Phasen des abnehmenden Stromes. Dort berührt der Bogen nur in einer eiförmigen Spitze am negativen Pol, während die Basis am positiven breit erhalten bleibt. Das Auslöschen beginnt damit, daß die Spitze auf dem negativen Pol immer schwächer wird und sich zuletzt von ihm zurückzieht. Dann zieht der Bogen sich auf den positiven Pol zurück. (Bild 15, 16, 17.) Eine Phasendauer von 38° ist ohne Emission. Bemerkenswert ist, daß die Zündflamme am negativen Pol schneller breit wird, als die positive, bei fortschreitender Phase aber der Bogen am positiven Pole außerordentlich viel breiter wird, als am negativen. Auffallend ist besonders das Aufhören jeglicher Emission vor dem negativen Pol, sobald sich die Spitze des Bogenbildes von ihm gelöst hat. Man entdeckt bei längerer Belichtung einen scharf definierten Dunkelraum, in derselben Phase, in welcher bei den Metallen der Anodendunkelraum bei den Nebenserienbildern erscheint. (Bild 18.) An den Kanten 4216, 4197, 4181, 4168, 4158, 4152, und auch zwischen ihnen erhält man im Gesichtsfeld immer das gleiche Bild. Auch die Banden 4606, 4578, 4553, 4532, 4515, 4502, 4494, 4737, 4714, 4697, 4684, 4680, 5165, 5128, 5098 zeigen genau das gleiche Verhalten. Bei gewöhnlicher Bogenlänge (5 bis 6 mm) ist im Phasenmaximum die Intensität anscheinend überall die gleiche. Nur nach den Rändern hin nimmt sie ab. Schon bei einer Bogenlänge von 6,5 mm lassen sich aber durch genügend kurze Exposition Helligkeitsmaxima auf den Photographien nachweisen; dagegen scheint die Intensität objektiv betrachtet, überall gleich zu sein. Die Intensität bei einem Wechselstrombogen von 1,5 Amp. wird so schwach, daß man die Emission der Banden nur vor den Polen wahrnimmt; bei Gleichstrom aber bleibt bei denselben kleinen Stromstärken und großer Bogenlänge die Emission von *Cy* 4216 immer als schmales violettes Band zu sehen; allerdings an den Polen immer heller, als in der Mitte.

Die Strom- und Spannungskurven am Lichtbogen wurden mit dem Oszillographen aufgenommen. Die Übertragung des Zeitpunktes, den man gerade im Gesichtsfeld hatte, geschah mit einer Kontaktscheibe, die auf der Spiegelachse angebracht war. Sie unterbrach den Strom während einer sehr kurzen Zeit ($^1/_{8000}$ sec $= ^1/_{150}$ einer Periode) und bewirkte so eine Zacke in dem Oszillogramm. Die Aufnahmetrommel des Siemens-Oszillographen wurde durch einen Synchronmotor in Bewegung gesetzt, der an den gleichen Wechselstrom wie Lichtbogen und Spiegelmotor angeschlossen wurde. Es ließ sich erreichen, daß die Zacke während mehrerer Sekunden in der Stromkurve ruhig stand; daß also beide Synchronmotoren gegen einander und gegen den Lichtbogenstrom nur unwesentliche Pendelungen ausführten. Es konnte festgestellt werden, daß sämtliche Zündungen in der Nähe des Spannungsmaximums erfolgen. Jedoch sind wesentliche Unterschiede

bei den verschiedenen Emissionen vorhanden. Die Hauptserien und Banden II. Art zünden immer zuerst. Ihre negativen Zündflämmchen erscheinen spätestens in dem Augenblick, wo die Zündzacke der Spannungskurve ihr Maximum erreicht hat (I. A), oft auch dann schon,

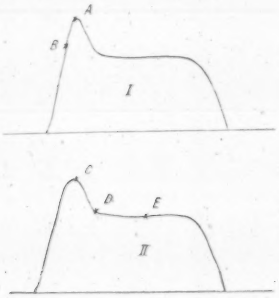


Fig. 3.

wenn die Spannung sich stark zu heben beginnt (I, B). (Fig. 3.) Etwas später tauchen die weiter im Innern des Bogens liegenden Nebenserien und die Banden I. Art auf. Dann ist die Spannung über ihr Maximum hinweg (II, C) und manchmal schon auf den normalen, der selbständigen Bogenentladung entsprechenden Wert gesunken (II, D). Bei sehr schwachen Strömen (Hochspannungslichtbogen) kann man das Aufleuchten der Nebenserien und Banden I. Art sehr weit verzögern, so daß deren Zündpunkt bis in die Mitte der Stromhalbwelle fällt (II, E). Das Aufleuchten der Hauptserien und Banden II. Art dagegen ist unabhängig von der Stromstärke immer vor dem Maximum der Spannungskurve festzustellen. Das Auftreten des dunklen Raumes an der Anode bei den Metallinien-Nebenserien erfolgt gerade in dem Augenblick, wo die Stromkurve einen Knick macht. Der Strom ist dann fast Null geworden. Es besteht nur noch die unselbständige Strömung. Das Bild 19 a, b zeigt die Bande *II Ca* 5440 gleichzeitig mit *Ca I NS* 4457. Die Aufnahme wurde nach der im Anfang erwähnten Doppelspaltmethode bei sehr starkem Salzgehalt gemacht. Man hat den Eindruck, daß die die Bandenemission bewirkenden Träger die Träger der ersten Nebenserie aus dem Anodendunkelraum vollständig verdrängen.

Zusammenfassung.

1. Im Gegensatz zu Lenards und Kramsztyks Messung zeigte sich unabhängig von Lichtbogenlänge, Stromstärke und Metallsalzkonzentration *Na II NS* $\lambda = 4752$ Å immer weiter außen im Lichtbogen, als *Na I NS* $\lambda = 4983$ Å.

2. Bei dem Vergleich dieser und anderer monochromatischer Lichtbogenbilder wurde eine Änderung an dem Oldenbergschen Spektroheliographen angebracht, die erlaubte, monochromatische Lichtbogenbilder verschiedener Wellenlänge gleichzeitig zu beobachten. Außerdem wurde durch langsame Einführung einer salzgetränkten dritten Kohle in eine achsiale Durchbohrung der unteren Elektrode erreicht, daß die monochromatischen Bogenbilder während einer allmählichen Änderung der Dampfkonzentration beobachtet werden konnten.

3. Die abwechselnde Einführung von Alkali und Schwermetallen in einen Bogen zwischen Kohleelektroden, oder Alkali und Kohle in einen Kupferbogen ergab die Wahrscheinlichkeit, daß für das Auftreten irgend eines Dampfes im Kern des Lichtbogens seine Leitfähigkeit ausschlaggebend ist.

4. Die spektroheliographische Untersuchung wurde auf die einzelnen Phasen des Wechselstromlichtbogens ausgedehnt. Eingehend untersucht wurden die vier hauptsächlich verschiedenen Typen der Hauptserien, Nebenserien, Banden zweiter Art und Banden erster Art.

5. Eine besondere Beobachtung wurde an den Bildern der Metallinien-Nebenserien gemacht; in dem Augenblick des Aussetzens der selbständigen Strömung trat an der Anode ein scharf abgegrenzter Dunkelraum auf. In der gleichen Phase bildete an dem Ort des Anodendunkelraums das Bild der Banden zweiter Art ein Intensitätsmaximum.

Die Aufnahmen des *Na*-Bogens und der Banden erster Art stammen aus dem Nachlaß des im ersten Kriegsjahre in Frankreich gefallenen Herrn Georg Lenz. Seiner Mutter spreche ich auch hier meinen besten Dank für die Überlassung der Bilder aus.

(Auszug aus der Göttinger Dissertation.)

Abgeschlossen Juni 1919. Göttingen, Institut für angewandte Elektrizität.

(Eingegangen 17. März 1922.)

Über die Gesetzmäßigkeit der Achsenrotation der Planeten.

(Ergebnis einer empirischen Untersuchung.)

Von Herbert Kaul.

Durch die große Anzahl der verschiedenen Hypothesen über die Entstehung des Sonnen-

systems wird die Achsenrotation der Planeten auf mannigfache Weisen erklärt. Bisher ist aber nicht festgestellt worden, daß die Planeten des Sonnensystems in gesetzmäßiger Weise um ihre Achsen rotieren. Daß eine derartige Gesetzmäßigkeit nicht nur ursprünglich existierte, sondern anscheinend auch jetzt noch besteht, ist wohl nicht einmal vermutet worden. Dies rührt wahrscheinlich daher, daß die Gesetzmäßigkeit nicht auf den ersten Blick zu erkennen ist.

Das Ergebnis meiner diesbezüglichen, rein empirischen Untersuchungen, sowie die Art der Ermittlung möchte ich im nachstehenden mitteilen, ohne eine Theorie dafür aufzustellen.

Danach ist die Achsenrotationsgeschwindigkeit abhängig vom Radius des Planeten, von seiner Bahngeschwindigkeit und von der durch die radiale Anziehung der Sonne verursachten Hemmung, der sogenannten Gezeitenreibung.

Es bezeichne für einen beliebigen Planeten

R die Zahl der Achsenrotationen während der Zeit einer Erdachsenrotation,

r den Radius am Äquator, bezogen auf die Erde als Einheit,

a den mittleren Sonnenabstand, bezogen auf denjenigen der Erde als Einheit,

K einen vom umgekehrten Verhältnis der Bahngeschwindigkeiten abhängigen Koeffizienten,

K_1 den annähernd ermittelten Wert des für die Erde gültigen Koeffizienten und

K_0 den annähernd ermittelten Wert einer Konstanten,

dann lautet die von mir, in Analogie mit dem 3. Keplerschen Gesetz, aufgestellte Formel:

$$R^2 = \left(1 + r \cdot K - \frac{K}{r \cdot a^2}\right)^3$$

$$K = K_0 + a^{3/2}(K_1 - K_0) \qquad K_0 = 0{,}06524430$$
$$K_1 = 0{,}06579678.$$

Hierin kommt zum Ausdruck $r \cdot K$ als der Einfluß des Radius und der Bahngeschwindigkeit, ferner $\frac{K}{r \cdot a^2}$ als die Gezeitenreibung und schließlich $a^{3/2}$ als das, aus dem 3. Keplerschen Gesetz abgeleitete, umgekehrte Verhältnis der Bahngeschwindigkeiten.

Die mit dieser Formel berechneten Achsenrotationszeiten, sind in nachstehender Tabelle, unter Gegenüberstellung der entsprechenden astronomischen Beobachtungswerte, sowie unter Beifügung der der Berechnung zugrunde gelegten Planetenradien zusammengestellt.

(Die astronomischen Beobachtungswerte sind dem Werk von J. Scheiner, „Der Bau des Weltalls", Verlag B. G. Teubner, 1920, entnommen; diese Angaben enthält jedoch jedes moderne Werk über Experimentalphysik, wenn auch die von verschiedenen Astronomen zu verschiedenen Zeiten ermittelten Werte um Beträge von einigen Minuten differieren. Ähnliches gilt für die Planetenradien.)

Zur Prüfung der quantitativen Leistung meiner Formel müßte noch bemerkt werden, daß die Radien der Planeten Jupiter und Saturn mit 11,277 bzw. 9,349 Erdradien angenommen wurden, während die beobachteten Werte schwanken zwischen

11,132 bis 11,367 Erdradien für den Planeten Jupiter und
9,251 bis 9,564 Erdradien für den Planeten Saturn.

Die Differenzen sind sehr groß und doch nicht groß genug, um auf die Berechnung der Achsenrotationszeiten einen derartigen Einfluß auszuüben, daß bedeutendere Änderungen entstehen könnten. Je nach der Größe der bei der Berechnung verwendeten Werte für die Planetenradien müssen sich kleine Differenzen ergeben und nur bei Verwendung der in der Tabelle enthaltenen annähernden Mittelwerte für die Planetenradien ist die haarscharfe Übereinstimmung der berechneten Achsenrotationszeiten mit den beobachteten möglich. Da K_0 und K_1 ebenfalls nur annähernd ermittelt sind und eine Änderung in der fünften Stelle hinter dem Komma möglich ist, kann die Berechnung auch hierdurch beeinflußt werden, aber ebenfalls nur sehr geringfügig.

Für Merkur ist das Resultat imaginär, da die Gezeitenreibung überwiegt; es findet also

Tabelle I.

	Merkur	Venus	Erde	Mars	Jupiter	Saturn	Uranus	Neptun
Achsenrotationszeit mit der Formel berechnet	Resultat imaginär	$26^h28^m53^s$	$(23^h56^m4^s)$	$24^h37^m23^s$	$9^h50^m0^s$	$10^h14^m0^s$	$13^h45^m18^s$	$11^h4^m5^s$
Achsenrotationszeit nach astronomischer Beobachtung	keine Rotation in bezug auf die Sonne	?	$(23^h56^m4^s)$	$24^h37^m23^s$	$9^h50^m0^s$	$10^h14^m0^s$	?	?
Radius am Äquator	0,376	0,972	1	0,530	11,277	9,349	4,000	4,300

keine Achsenrotation statt. Bekanntlich war der Astronom Schiaparelli der erste, der auf Grund seiner Beobachtungen feststellte, daß dieser Planet, abgesehen von der durch die große Exzentrizität der Bahn entstehenden, als Libration bezeichneten Schwankung um annähernd 47,4 Grad, der Sonne stets die gleiche Seite zukehrt, ähnlich der Stellung des Mondes zur Erde. Wenn Merkur durch die starke radiale Anziehung der Sonne gezwungen wird, dieser immer die gleiche Seite zuzukehren, kann eine infolge seiner Bahnbewegung während eines Umlaufes entstehende einmalige Drehung um die Achse (in bezug auf einen festen Punkt im Weltraum) auch nicht als Achsenrotation angesehen werden.

Für Venus konnte bisher keine Achsenrotationszeit durch astronomische Beobachtungen ermittelt werden, bzw. es widersprechen sich die aus direkten Beobachtungen und durch Messungen nach dem Dopplerschen Prinzip ermittelten Werte derartig, daß erst neue sehr genaue Beobachtungen erforderlich sein werden. Bei Venus sind die Beobachtungen jedoch mit außerordentlichen Schwierigkeiten verbunden, wegen der starken Lichtreflexion und weil dieser Planet anscheinend von einer sehr dichten, mit Wasserdampf gesättigten, daher undurchsichtigen Atmosphäre umgeben ist, so daß seine Oberfläche kaum bzw. nur stellenweise kurze Zeit sichtbar werden kann. Eine von dem Astronomen Belopolsky in Pulkowa vorgenommene Messung nach dem Dopplerschen Prinzip der Spektrallinienverschiebung ergab eine Rotationszeit, die ungefähr der mit obiger Formel berechneten Zeit (siehe Tabelle) entsprechen würde.

Aus seinen 23 photographischen Aufnahmen des Venusspektrums ergibt sich als Mittelwert für einen Punkt am Äquator die Rotationsdauer von $24^h\ 18^m\ 0^s \pm 2^h\ 45^m\ 0^s$. Die mit meiner Formel berechnete Zeit von $26^h\ 28^m\ 53^s$ würde hiermit sehr gut übereinstimmen.

Nach dem Werke „Populäre Astronomie" von Newcomb-Engelmann, VI. Aufl., Leipzig 1921, S. 349, wird, entgegen der von Schiaparelli geäußerten Ansicht, daß auch dieser Planet der Sonne stets die gleiche Seite zukehrt, die von Belopolsky gefundene Rotationsdauer für am wahrscheinlichsten angesehen. Hierfür spricht auch die an der gleichen Stelle erwähnte, weitere Überlegung: Wenn Venus, wie Merkur, der Sonne stets die gleiche Seite zukehrte, könnte der spektroskopisch nachgewiesene Wasserdampf sich nicht auf der beleuchteten, warmen Seite dieses Planeten erhalten, sondern wäre nach der unbeleuchteten, kalten Seite hingezogen und zu Wasser und Eis kondensiert worden.

Für Uranus liegt keine Beobachtung vor; man schließt jedoch, da anscheinend die Abplattung bei diesem Planeten eine erhebliche ist (siehe Prof. Dr. Bruno Peter, „Die Planeten", Verlag B. G. Teubner 1920), auf eine rasche Achsendrehung. In dem erwähnten Werk von Newcomb-Engelmann wird die Rotationszeit von Uranus, auf Grund von Beobachtungen, auf annähernd 11 Stunden geschätzt.

Für Neptun war es bisher, wegen seiner großen Entfernung, ganz unmöglich, eine Rotation oder eine auf Rotation deutende Abplattung festzustellen.

Es sei jedoch erwähnt, daß die durch M. Hall (vgl. Nature 1885, I, 1) aus einer periodischen Änderung der Lichtstärke Neptuns geschlossene Rotationszeit von etwa 8^h eine starke Abplattung vermuten läßt. Letztere hielt F. Tisserand für geeignet zur Erklärung der in den Bahnelementen des Neptunmondes bemerkten Veränderungen. Sowohl für Neptun, wie für Uranus werden die Durchmesserangaben als besonders unsicher bezeichnet, sodaß die theoretische Berechnung unter Umständen auch kürzere Rotationszeiten ergeben könnte.

Bei den Planeten, die, wie die Sonne, eine bewegliche Oberfläche haben, deren Rotationsdauer daher in verschiedenen Breiten differiert, ist nach Ferrel, Helmholtz, Overbeck, Shukowsky, Belopolsky u. a. auf Grund theoretischer und experimenteller Untersuchungen die Rotationsdauer am Äquator als maßgebend anzusehen. (Vgl. Astr. Nachr. 2954/1890 und 3039/1891 „Über das Sonnenrotationsgesetz" von A. Belopolsky bzw. J. Wilsing.)

Jedenfalls könnte die ausgezeichnete Übereinstimmung der in obiger Tabelle angegebenen, unter Benutzung der Formel berechneten Werte mit den vorliegenden sicheren Beobachtungswerten als Bestätigung der Richtigkeit der Formel angesehen werden, und ich will nun noch den Gang der empirischen Untersuchung schildern.

Dieser ergab sich aus der Annahme, daß ein Zusammenhang zwischen der Revolutionsbewegung, der Achsenrotation und der letztere hemmenden Sonnenattraktion bestehe.

Der bei der Ermittlung von mir eingeschlagene Weg war daher folgender:

Nachdem ich, soweit zuverlässiges Beobachtungsmaterial vorliegt, die Rotationsgeschwindigkeiten, d. h. die Anzahl der Achsenrotationen berechnet hatte, die die einzelnen Planeten während der Zeit einer Achsenrotation der Erde vollführen, ergaben sich die Werte in der obersten Reihe nachstehender

Tabelle II.

	Mars	Erde	Saturn	Jupiter
Anzahl Achsenrotationen . .	0,972	1	2,338	2,434
Radius am Äquator	0.53	1	9,3	11,3

Die Ordnung nach der Größe der Radien ließ erkennen, daß letztere eine maßgebende Rolle spielen.

Da ich ferner eine Abhängigkeit von der Bahnbewegung vermutete, lag die weitere Annahme nahe, daß ein Zusammenhang zwischen der Achsenrotation und der Bahnbewegung bestehe und schließlich, daß eine Gesetzmäßigkeit der Achsenrotation, unter diesen Umständen, in gewisser Beziehung zum 3. Keplerschen Gesetz ($T^2 = a^3$) stehen müsse, daß aber offenbar, im Gegensatz zu den Bahnumlaufszeiten, die Rotationszeiten mit der Entfernung von der Sonne abnehmen und infolgedessen statt der Zeit, deren reziproker Wert R bei der Formulierung zu verwenden sei.

Nachdem ich, hiervon ausgehend, die in Tabelle II enthaltenen Werte für die Anzahl der Achsenrotationen mit dem Exponenten $\frac{3}{2}$ potenziert, die erhaltenen Zahlen um die Zahl 1, d. i. die als Einheit angenommene Achsenrotationsgeschwindigkeit der Erde, vermindert und die Reste durch die Planetenradien dividiert hatte, ergaben sich die folgenden Werte:

Tabelle III.

Mars	Jupiter	Saturn
0,0354	0,0718	0,0815

Hier zeigte sich das vermutete Wachstum der Rotationsgeschwindigkeiten mit der Abnahme der Bahngeschwindigkeiten. Dies tritt besonders bei Jupiter und Saturn unverkennbar hervor, während bei Mars eine geringe Abweichung von der Regel insofern zu bemerken war, als die durch Eintragung der Werte in ein Koordinatensystem gezeichnete Kurve einen unwahrscheinlichen Verlauf nahm. Erst nach Einführung des in der obigen Formel enthaltenen Ausdrucks für die Gezeitenreibung, die bei großen Sonnenabständen bekanntlich keinen merkbaren Einfluß hat, bei kleinen Abständen und kleinen Planetenradien aber eine desto wichtigere Rolle spielt, ergab sich der gesuchte, vollkommen regelmäßige Verlauf der Kurve und die offenbar daraus folgende Allgemeingültigkeit für alle Planeten.

Die für die einzelnen Planeten mit der Formel berechneten, abgerundeten Werte der Koeffizienten und der Gezeitenreibung enthält untenstehende Tabelle IV.

Daß die Koeffizienten ein dem umgekehrten Verhältnis der Bahngeschwindigkeiten proportionales Wachstum haben, fand ich durch Untersuchung der Differenz der Koeffizienten für die Planeten Jupiter und Saturn. Schließlich ermittelte ich dann die Einheit des Wachstums $K_1 - K_0$, indem ich die Differenz der Koeffizienten von Jupiter und Saturn durch die mit dem Exponenten $\frac{3}{2}$ potenzierte Differenz der Sonnenabstände dieser beiden Planeten dividierte und den in Betracht kommenden, kleinen Bruchteil der Gezeitenreibung entsprechend berücksichtigte.

Der Ausdruck für die Gezeitenreibung $\frac{K}{r \cdot a^2}$ ist die logische Folge der Überlegung, daß die verursachte Hemmung direkt proportional dem Geschwindigkeitskoeffizienten und umgekehrt proportional dem Sonnenabstandsquadrat und dem Planetenradius sein muß; letzteres, weil von der Größe des Radius eines Planeten seine kinetische Energie und von dieser wieder der Widerstand gegen die Gezeitenreibung abhängt. (Vgl. Henri Poincaré „Leçons sur les hypothèses cosmogoniques." Verlag: Libraire Scientifique A. Hermann et Fils, Paris 1911.)

Tabelle IV.

Beeinflussung durch	Merkur	Venus	Erde	Mars	Jupiter	Saturn	Uranus	Neptun
den Koeffizienten K =	0,0654	0,0656	0,0658	0,0663	0,0718	0,0815	0,1117	0,1563
die Gezeitenreibung $\frac{K}{r \cdot a^2}$ =	—1,1604	—0 1290	—0,0658	—0,0539	—0,00024	—0,00010	—0,00008	—0,00004

(Eingegangen 14. Februar 1922.)

Verhalten von Elektrolytgleichrichtern bei Hochfrequenz.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Von A. Günther-Schulze und E. Alberti.

(Mit Tafel VII.)

Im Jahre 1913 hat Zenneck[1]) das Verhalten von Aluminiumventilzellen bei hohen Frequenzen bis zur Frequenz 10000 untersucht. Er schaltete eine einzelne Ventilzelle mit einem Deprez- und einem Hitzdrahtstrommesser in Serie und maß das Verhältnis $i_g : i_{eff}$. Er fand, daß dieses Verhältnis bei konstantem i_{eff} mit zunehmender Frequenz abnimmt und daß diese Abnahme bei der Frequenz 5000 schon sehr beträchtlich ist, daß man aber auch bei derartigen Frequenzen noch zu einem befriedigenden Verhältnis $i_g : i_{eff}$, d. h. zu einem befriedigenden Gleichrichtereffekt kommen kann, wenn man das Ventil mit hoher Stromdichte belastet. Zenneck führte diese Abnahme darauf zurück, daß die Gleichrichterwirkung auf Diffusion beruhe und den schnellen Wechseln nicht mehr hinreichend zu folgen vermöge.

Demgegenüber wiesen Günther-Schulze und R. Lindemann[2]) nach, daß die Zenneckschen Versuchsergebnisse durch die große elektrostatische Kapazität der elektrolytischen Ventile in Verbindung mit ihrer Mindestspannung vollständig erklärt werden können. Dabei ist die Mindestspannung diejenige Spannung, die in der durchlässigen Richtung erreicht sein muß, ehe das Ventil durchlässig wird. Unterhalb dieser Spannung verhält sich das Ventil auch in der durchlässigen Richtung wie eine große elektrostatische Kapazität. Mit zunehmender Frequenz wird bei konstantem Vorschaltwiderstand innerhalb einer Periode immer später der Augenblick erreicht, in dem diese Kapazität bis auf den Betrag der Mindestspannung aufgeladen ist, bis schließlich bei der praktisch zulässigen Stromdichte die Dauer einer Phase hierzu überhaupt nicht mehr ausreicht und damit dann das Ventil nur noch als Kapazität und nicht mehr als Gleichrichter wirkt.

Günther-Schulze und Lindemann haben gezeigt, daß man mit Hilfe dieser Betrachtung voraussagen kann, bei welcher Frequenz die Gleichrichterwirkung von Aluminiumventilzellen mit wäßriger Lösung praktisch aufhört. Die Frage, ob die Ventilwirkung selbst eine gewisse Zeit braucht, um in Erscheinung zu treten, d. h., ob sie bei höheren Frequenzen auch nach Berücksichtigung des Einflusses der Kapazität und Mindestspannung abnimmt, blieb damals offen.

Zahlenmäßig wesentlich andere Verhältnisse als bei den wäßrigen Lösungen erhält man, wenn man zu geschmolzenen Salzen übergeht. Die aus Aluminium in geschmolzenem Kaliumnitrat bestehenden Ventile bieten besonders gute Aussichten, auch bei höheren Frequenzen noch Gleichrichtereffekte zu erzielen. Erstens ist nämlich in diesem Falle die elektrostatische Kapazität der Flächeneinheit rund $^1/_{20}$ von der des Aluminiums in wäßrigen Lösungen. Zweitens beträgt die Mindestspannung noch nicht 4 Volt gegenüber 10 Volt in wäßrigen Lösungen und drittens erlaubt die vorzügliche Leitfähigkeit des geschmolzenen KNO_3, die etwa 30 mal so groß ist wie die der für Aluminium verwendbaren wäßrigen Lösungen, sehr viel höhere Stromdichten anzuwenden, ohne daß unzulässige Übertemperaturen entstehen.

Auf Grund dieser drei Eigentümlichkeiten kann man erwarten, mit dieser Kombination sehr viel weiter zu kommen als mit Aluminium in wäßrigen Lösungen. Die Spannungsgrenze für die Gleichrichtung ist die sogenannte Maximalspannung, über die hinaus die vom Ventil ausgehaltene Spannung sich nicht steigern läßt. Sie liegt für Al in geschmolzenem KNO_3 bei etwa 50 Volt. Unterhalb dieses Wertes muß also der Scheitelwert der gleichzurichtenden Wechselspannung bleiben.

Zu den Versuchen wurde die in Fig. 1 wiedergegebene Anordnung benutzt. In dieser war R eine 20 Watt-Elektronenröhre, S der von ihr erregte Schwingungskreis. Dieser war durch die Koppelungsspule K mit den beiden gleichen Spulen L_1 und L_2 gekoppelt. An den Außenklemmen dieser beiden Spulen lagen die beiden Aluminiumelektroden Al_1 und Al_2, während die miteinander verbundenen Innenklemmen über einen Drehspulstrommesser J_g, einen Hitzdrahtstrommesser J_{eff} und einen Vorschaltwiderstand r mit dem als Kathode dienenden, die KNO_3-Schmelze und die beiden Al-Elektroden aufnehmenden eisernen Gefäß Fe verbunden waren. E_{eff} diente zur Messung der Hochfrequenzspannung an den Enden der Spulen. Das Braunsche Rohr war kapazitiv an den Widerstand r gelegt, während die Ablenkungsspulen des Braunschen Rohres in einem Zwischenkreise Zw lagen, der mit dem Schwingungskreis induktiv lose gekoppelt war. Das Magnetfeld der Ablenkungsspulen ergab somit die bei der Aufnahme von Lissajousfiguren übliche sinusförmige Hilfsablenkung des Kathodenstrahles. In dieser Anordnung erhält man also mit Hilfe des Braunschen Rohres die Spannungskurve am Widerstande r, und da dieser Widerstand

1) Diese Zeitschr. 14, 535, 1913.
2) Diese Zeitschr. 15, 254, 1914.

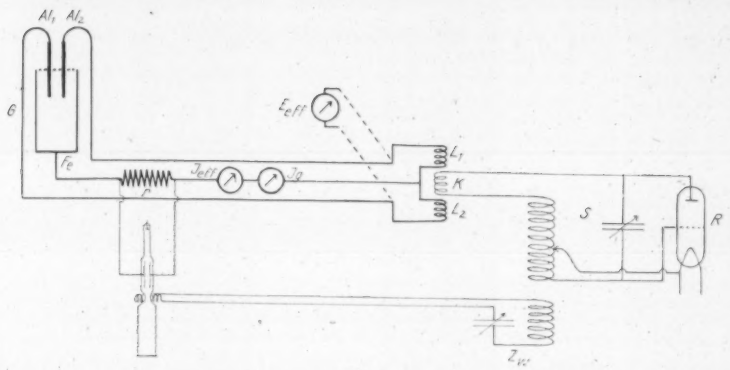


Fig. 1.

induktionsfrei ist, die Gleichstromkurve im Mittelzweig. Die Schaltung der beiden Aluminiumventile ist die bei Gleichrichtern gebräuchliche, wie man sogleich sieht, wenn man sich die beiden Aluminiumelektroden durch die beiden Arme eines Quecksilbergleichrichters und das Eisengefäß durch dessen Kathode ersetzt denkt.

Die Versuche wurden mit Wellen von 8000, 6000, 3000, 1900, 1000 und 900 m angestellt.

Fig. 2, Tafel VII enthält eine mit dem Braunschen Rohre am Widerstande r aufgenommene Lissajousfigur, deren Analyse in Fig. 3 enthalten

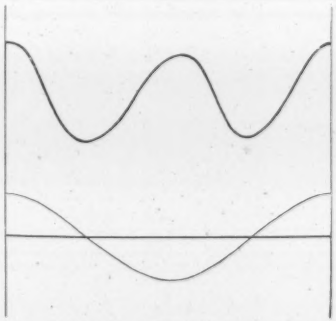


Fig. 3.

ist. Die horizontal verlaufende gerade Linie in der Lissajousfigur ist bei abgeschalteter Ventilzelle aufgenommen. Ihr entspricht in der Analyse die Nullinie. Die symmetrisch zur Nullinie verlaufende rein sinusförmige Kurve in Fig. 3 ist die der Spannung E_{eff}. Sie ist zur besseren Übersicht ergänzend zugefügt. Folgende Größen wurden gleichzeitig gemessen:

Wellenlänge $\lambda = 8180$ m,
$r = 300\ \Omega$,
$J_g = 86$ m.-A.,
$J_{eff} = 90$ m.-A.,
$E_{eff} = 98$ Volt,
Wirksame Oberfläche der Elektroden
je etwa . . . . . 0,06 qcm,
Mittlere Gleichstromdichte . . . 0,72 $\frac{\text{Amp.}}{\text{qcm}}$

Die Kurven zeigen den für einen gleichgerichteten Strom bei der Anordnung mit zwei Ventilzellen typischen Verlauf, nämlich einen reinen Gleichstrom mit darüber gelagerten Pulsationen von der doppelten Frequenz des verwandten Wechselstromes.

Die Wirkungsweise eines elektrolytischen Ventiles ist, wie eingangs schon kurz erwähnt, dadurch charakterisiert, daß während der Zeit der Durchlässigkeit am Ventil ein konstanter Spannungsabfall, die sogenannte Mindestspannung herrscht. Während der Dauer der Undurchlässigkeit dagegen wirkt das Ventil wie eine Kapazität mit in Serie geschaltetem hohen Widerstande, oder wie ein Kondensator mit Energieverlust.

Während der Zeit der Undurchlässigkeit würde man also bei einem einzelnen Ventile im wesentlichen einen Kapazitätsstrom erhalten, der bei der Größe der Kapazität und der hohen Frequenz sehr beträchtliche Werte annehmen würde. Der während der verhältnismäßig kurzen Zeit der Durchlässigkeit fließende Gleichstrom würde dagegen verschwinden. Nimmt man bei einer derartigen Schaltung, also z. B. bei der benutzten Anordnung nach Öffnen des einen Außenleiters den Strom mit dem Braunschen Rohre auf, so erhält man, da der Kapazitätsstrom im wesentlichen sinusförmig ist, eine

Lissajousfigur, die nahezu wie eine Ellipse aussieht. Das Wesen der Ventilzelle läßt sich in dieser Schaltung nur undeutlich erkennen. Bei der hier gewählten Schaltung mit zwei symmetrisch angeordneten Ventilen gehen die Kapazitätsströme hauptsächlich über die Außenzweige und in der Zelle von *Al* zu *Al*, ohne nennenswert in den Gleichstromzweig einzutreten. Ihre Intensität steigt cet. par. mit der Kapazität, also der eintauchenden Oberfläche der Elektroden. Andererseits sinkt bei größeren Kapazitätswerten der Gleichstrom. Doch kann man zu ziemlich großen Oberflächen übergehen, ehe das Absinken beträchtlich wird.

Die Vorstellung, daß sich die Wirkungsweise eines elektrolytischen Ventils während der Zeit der Undurchlässigkeit aus ihrer elektrostatischen Kapazität und während der Durchlässigkeit aus der Mindestspannung erklären läßt, legt einen Versuch nahe, der im folgenden beschrieben sei. Ersetzt man in der benutzten Versuchsanordnung das Ventil 1 durch eine Kapazität von derselben Größe, wie die Kapazität des Ventiles 2, so ist während der Durchlässigkeit des Ventiles 2 in erster Annäherung nichts an der Versuchsanordnung geändert, während der Undurchlässigkeit des Ventiles 2 dagegen liegen sozusagen zwei gleich große in Serie geschaltete Kapazitäten an den Klemmen der Koppelungsspule. Zwischen dem Verbindungspunkte der Kapazitäten und dem Mittelpunkt der Koppelungsspulen ist keine Spannungsdifferenz, d. h. im Gleichstromzweige dürfte kein Strom fließen. Der alle anderen Erscheinungen so stark überlagernde Kapazitätsstrom ist sozusagen vom Gleichstromkreise abgeleitet. Man erhält dann im Braunschen Rohre die Fig. 4, Tafel VII, aus der man bereits deutlich das Überwiegen der positiven Halbperiode über die negative, d. h. das Vorhandensein eines Gleichrichtereffektes erkennt. Da aber, wie ausgeführt, das Ventil während der Undurchlässigkeit keine reine Kapazität ist, sondern Energieverlust besitzt, sind die beiden Außenzweige während der Undurchlässigkeit bei den Versuchsbedingungen der Fig. 4 einander noch nicht gleich. Man erhält also noch einen kleinen Kapazitätsstrom über den Mittelzweig, der sich durch Herabgehen der Kurve unter die Nullinie äußert (Fig. 4). Will man auch diesen beseitigen, so muß man der an Stelle des zweiten Zweiges eingeschalteten Kapazität noch mit Hilfe eines vorgeschalteten Widerstandes Energieverlust geben. Dieses ist bei Aufnahme der Fig. 5, Tafel VII geschehen, aus der Fig. 6 durch Analyse gewonnen wurde. Kapazität und Widerstand sind so einreguliert, daß die Lissajousfigur die Nullinie nicht mehr unterschritt. Aus der Figur ersieht man, daß man jetzt im wesentlichen die

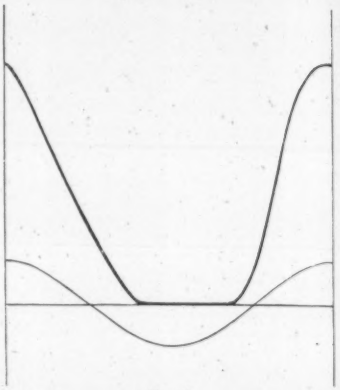


Fig. 6.

eine Hälfte der Kurve der Fig. 2 erhält, während der Strom in der anderen Hälfte Null ist.

Mit Hilfe des Braunschen Rohres kann man also in der angegebenen Weise durch Einstellung der Fig. 5 experimentell die Kapazität und den Verlustwiderstand eines Ventiles bei Hochfrequenz bestimmen. Im vorliegenden Falle betrug die Kapazität 3300 $\mu\mu$ F. und der Widerstand 140 Ohm.

Die bei den anderen eingangs genannten Wellenlängen aufgenommenen Kurven ergeben im wesentlichen dasselbe Bild wie die Fig. 2. So zum Beispiel die bei einer Welle von 3200 m aufgenommene Lissajousfigur der Fig. 7, Tafel VII und die daraus durch Analyse gewonnene Strom-

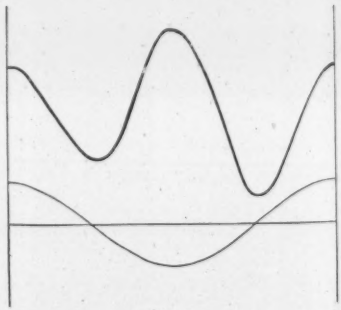


Fig. 8.

kurve der Fig. 8. Ja sogar bei einer Welle von 1000 m, also einer Frequenz von $3 \cdot 10^5$ zeigte sich noch Gleichrichterwirkung. Zu noch kürzeren Wellen zu gehen mißlang, jedoch nicht

weil die Zelle versagte, sondern weil in der Meßanordnung bereits bei der Welle von 900 m infolge der großen Kapazität der Ventile störende Oberschwingungen auftraten, die zu beseitigen nicht gelang und weil außerdem die verfügbare Energie nicht mehr ausreichte, um im Braunschen Rohre hinreichende Ausschläge zu erhalten.

Die Versuche ergeben also, daß sich bis zur Frequenz $3 \cdot 10^5$ keine Anzeichen dafür finden lassen, daß die Gleichrichterwirkung an sich den schnellen Wechseln nicht zu folgen vermöchte. Damit ist wohl sichergestellt, daß es sich hier nur um Elektronenvorgänge, nicht um Ionenabscheidungs- und Bildungsvorgänge handeln kann, da die letzteren viel zu träge sind, um bei der Frequenz $3 \cdot 10^5$ noch irgendwie wirksam sein zu können. Denn damit ein Ventil wirksam sein kann, muß es bereits auf einen Bruchteil einer Phase, also im vorliegenden Falle in weniger als 10^{-6} Sekunden ansprechen.

Eine kurze Überschlagsrechnung dürfte die Verhältnisse veranschaulichen: Der Durchmesser eines Sauerstoffatoms ist $2{,}7 \cdot 10^{-8}$ cm. Nimmt man an, daß eine einzige lückenlos ausgefüllte Lage Sauerstoffatome die Aluminiumoberfläche bedeckt, so sind für 1 qcm Oberfläche $1{,}38 \cdot 10^{15}$ Atome erforderlich. Um diese in 10^{-6} Sek. abzuscheiden, bedarf es einer Stromdichte von 440 Amp./qcm. Da nun eine einzige Schicht Sauerstoffatom nicht im entferntesten genügt, um eine Ventilwirkung bis 90 Volt zu ermöglichen, sondern dazu sehr viele Schichten nötig sind, ergeben sich phantastische Stromdichten, wenn man versucht, die Ventilwirkung durch Ionenabscheidungsvorgänge zu erklären.

Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, daß man bei Aluminiumventilzellen mit geschmolzenem Kaliumnitrat den Gleichrichtereffekt noch bis zur Frequenz 3×10^5 und darüber hinaus erhält. Die Kurvenform des gleichgerichteten Stromes wird unter verschiedenen Versuchsbedingungen mit der Braunschen Röhre aufgenommen. Es ergibt sich erneut eine Bestätigung dafür, daß man die Ventilwirkung nicht durch Ionenabscheidungsvorgänge, wohl aber aus ihrer elektrostatischen Kapazität in Verbindung mit ihrer Mindestspannung erklären kann.

(Eingegangen 13. März 1922.)

BESPRECHUNGEN.

Bernhard Bavink, Ergebnisse und Probleme der Naturwissenschaft. Eine Einführung in die moderne Naturphilosophie. II., vollst. neu bearbeitete und erweiterte Auflage. XV u. 423 S. Mit 65 S. Leipzig, S. Hirzel. 1921. Geheftet M. 75.—, geb. M. 115.—.

Das Werk will die Hauptzüge der gesamten modernen Entwicklung der Naturwissenschaft darlegen als Grundlage zu einer Weltanschauung, einer Naturphilosophie, die auf Tatsachen aufbaut. Die Ideen der Forschung, ihre Arbeitshypothesen und die Ergebnisse werden klargelegt, sowohl auf physikalisch-chemischem, wie auf biologischem Gebiet. Ein Urteil vermögen wir nur über den allerdings sehr ausgedehnten physikalisch-chemischen Teil abzugeben: Es ist gar keine Frage, daß es dem Verf. vorzüglich gelungen ist, eine klare und anschauliche Einführung in die moderne Entwicklung unserer Wissenschaft zu geben. Der gebildete Laie (soll heißen der Nicht-Fachphysiker) wird durch aufmerksames Studium der Darlegungen viel lernen können, so daß Bavinks Buch allein schon aus diesem Grunde empfohlen sei. Ref. selbst hat manche Darstellungen mit Freude gelesen. Die sachlichen Abhandlungen sind durchsetzt mit anregenden philosophischen Fragen und Betrachtungen.

Der biologische Teil ist hier nicht zu besprechen. Auch bei seiner Lektüre erfreut die lebendige und klare Darstellung. Nirgends treten metaphysische oder philosophische Betrachtungen störend in den Vordergrund. Im Gegenteil berührt die Ablehnung gewisser „philosophischer" Methoden der Naturphilosophie recht angenehm.

Man darf dem Buch recht weitgehende Verbreitung wünschen. Es steht ganz hoch über dem Niveau der allermeisten popularisierenden Einführungen in die moderne Naturwissenschaft. Walther Gerlach.

J. Geitler, Elektromagnetische Schwingungen und Wellen. (Wissenschaft, Heft 6.) 2. vermehrte Aufl. gr. 8°. 218 S. Mit 110 Abbild. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1921. Geheftet 30.—, geb. 38.—.

Der Verf. gibt eine sehr klar und anschaulich geschriebene Einführung in die Maxwellsche Theorie der Elektrizität und des Magnetismus. Einer eingehenden Schilderung der Hertzschen Versuche schließt sich dann die Behandlung der allgemeinen Frage der drahtlosen Nachrichtenübermittlung an. Hierauf folgt ein Überblick über die praktische Erzeugung elektrischer Schwingungen, der sich auch auf die modernen Arbeitsweisen bezieht. In derselben Weise werden die Möglichkeiten des Empfangs elektrischer Wellen dargelegt. Da sich der streng wissenschaftlich gehaltene Aufbau auf historisch-phänomenologischer Grundlage vollzieht und die Kenntnis der höheren Mathematik nicht vorausgesetzt wird, so eignet sich das Buch vorzüglich zur Einführung des Nichtphysikers in das Gebiet der elektromagnetischen Schwingungen.

A. Goetz.

H. E. Timerding, Die Fallgesetze. (Math.-Phys. Bibl. 5.) kl. 8°. IV u. 51 S. Mit 25 Fig. u. einem Bild Galileis. 2. Aufl. Leipzig, B. G. Teubner. 1921. Kart. M. 5.—.

Die erste Auflage dieser kleinen Schrift, die in elementarer Behandlung die Geschichte der Fallgesetze, namentlich die Untersuchungen Galileis und ihre experimentelle Bestätigung, bringt, wurde in dieser Zeitschrift bereits besprochen (13, 1011, 1912). Die neue Auflage ist inhaltlich etwas erweitert, ohne daß der Charakter der Schrift dadurch eine Änderung erfahren hätte. W. Lietzmann.

W. Pauli jun., Relativitätstheorie. (Sonderabdruck aus der Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften.) gr. 8°. IV u. 236 S. Mit 4 Abbild. Leipzig, B. G. Teubner. 1921. M. 40.—, geb. M. 50.—.

Das vorliegende Buch ist nur für den Fachmann bestimmt. Es ist nicht als Lehrbuch geschrieben, jedenfalls kann es kaum als Einführung dienen. Als Bestandteil der großen Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften enthält es eine vollständige; und daher knappe Darstellung unseres aus physikalischen und mathematischen Arbeiten auf dem Gebiet der Relativitätstheorie gewonnenen Wissens; es enthält sich dementsprechend der Berücksichtigung aller jener, in der Mehrzahl überflüssigen Popularisierungs- und Veranschaulichungsversuche, sowie philosophischer und halbphilosophischer Bemühungen, die die Relativitätstheorie als eine rein physikalische Theorie, deren Richtigkeit allein an der experimentellen Bestätigung der aus ihr vorausgesagten Beobachtungsergebnisse geprüft werden kann, nicht tangieren.

Einen beträchtlichen Raum (53 Seiten) beansprucht die Darstellung der mathematischen Hilfsmittel, deren Anwendung auf die gewiß einfachen physikalischen Grundhypothesen der Relativitätstheorie aus einem interessanten Gedanken eine Wissenschaft schuf. Ohne dies Rüstzeug und den Geist, der es meisterhaft zum Aufbau des stolzen Baues verwandte, wäre die Relativitätstheorie ein Gedankenspielzeug geworden, ein schwaches Pflänzchen, das sich jeder Laune eines mit Bildern spielenden Geistes beugen müßte, jenes Phantom, das auch heute noch manche, die die mächtige Waffe der Mathematik nicht zu handhaben verstehen, in der Relativitätstheorie erblicken.

Im weiteren ist der Aufbau des Buches durch den Gegenstand vorgeschrieben. Der Autor zeigt sich dem Stoff, an dem er selbst mit Erfolg mitgearbeitet hat, in jeder Weise gewachsen.

Das Buch ist als eine hervorragende Leistung zu bewerten. Es wird zweifellos Physikern und Mathematikern in gleicher Weise nützen. E. Madelung.

E. Rutherford, Über die Kernstruktur der Atome. Baker-Vorlesung. Autorisierte Übersetzung von Dr. Else Norst. 8°. 35 S. Mit 4 Fig. Leipzig, S. Hirzel. 1921. M. 10.50.

Rutherford beschreibt hier die Grundlagen seiner Versuche über die Erzeugung von H-Strahlen und X_3-Strahlen aus wasserstoffreien Gasen und festen Verbindungen. Ausführlich werden die Ergebnisse und ihre Deutung als Folge des Zerfalls von Atomkernen durch α-Stoß besprochen unter eingehender Diskussion der Beweiskräftigkeit der gezogenen Schlüsse. Schließlich gibt er einige Hypothesen über den generellen Aufbau der Atomkerne und über die Rolle, welche bei der Bildung der Kerne ein Element der Masse 1 und der Kernladungszahl 0, dessen Nachweis schwierig aber nicht aussichtslos erscheint, spielen würde. Über die Bedeutung des Inhaltes ist kein Wort zu verlieren.

Es ist erfreulich, daß der Rutherfordsche Vortrag nun in Deutschland leicht erhältlich ist, schöner wäre es noch, wenn die Übersetzung auch immer verständlich wäre. Mag die Übersetzerin auch Englisch verstehen — Deutsch kann sie nicht recht. Das gilt fast durchweg für die Satzbildung. Denn: Ein Messinggehäuse von 12 cm Länge, einigen Zentimetern Höhe und Breite ist doch keine „Kiste" (S. 11) und das Gas mit der Kernladungszahl 0 ist wohl nicht nur in „versiegeltem Behälter" nicht aufzubewahren! Dies nur als kleine Probe der Stilblüten. Walther Gerlach.

Personalien.

(**Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.**)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Breslau Dr. Edwin Feyer für Mathematik, an der Bergakademie Clausthal Dr. Herbert A. Bahr für Chemie, an der Universität Wien Dr. Kurt Konstantinowsky und Dr. Robert Ettenreich für Physik.

Ernannt: Der Privatdozent an der Technischen Hochschule Stuttgart Studienrat Dr. Karl Kommerell zum a. o. Professor daselbst, der Privatdozent an der Universität Frankfurt a. M. Dr. Otto Sasz zum a. o. Professor der Mathematik daselbst, der Observator beim Astrophysikalischen Observatorium in Potsdam Dr. Erwin Finlay Freundlich zum Hauptobservator daselbst, der a. o. Professor an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Ing. Anton Schwaiger zum ord. Professor der Elektrotechnik insbesondere für elektrische Anlagen an derselben Hochschule.

Verliehen: Dem Oberassistent am Pharmazeutischen Institut der Universität Berlin und Privatdozent für Chemie Dr. Karl Rosenmund die Dienstbezeichnung a. o. Professor.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der Chemie an der Universität Gießen Geh. Hofrat Dr. Alexander Naumann, der ord. Professor der Mathematik an der Universität Wien Dr. Gustav Kohn.

Gesuche.

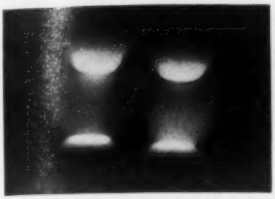
Physikerin

mit guten elektrotechnischen Kenntnissen sucht passende Anstellung. Angebote erbeten unter **S. H. 594** an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig, Königstraße 2.

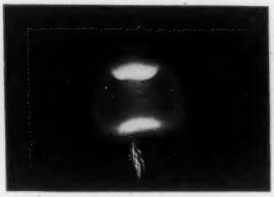
Physiker, Dr. phil.,

4 Jahre Assistent an technischer Hochschule gewesen, mit Laboratoriumspraxis, sucht Anstellung in ähnlicher Verwendung oder in der Technik. Gefl. Angebote unter **S. H. 596** an den Verlag der Physikal. Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig, Königstraße 2 erbeten.

Für die Schriftleitung verantwortlich Dr. Erich Hückel in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

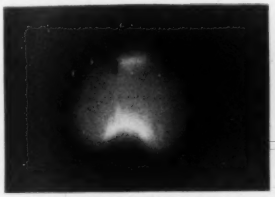


b a
Na II 4752 *Na I* 4983
1.

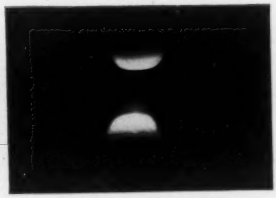


Na 5890/96
2.

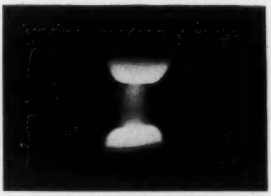
3.



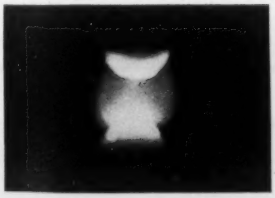
Ca „g" 4227
4.



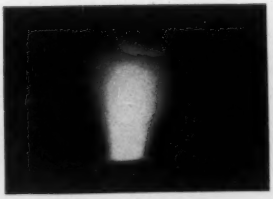
Na II 568
5.



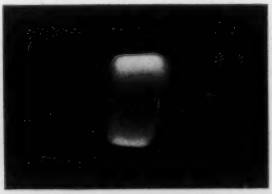
6.



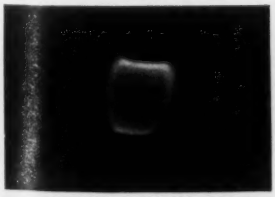
7.



8.



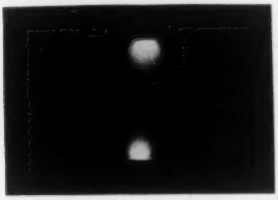
Ca 5440 Bde. II.
9.



10.

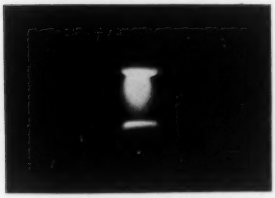
11.

Cy 4216
12.



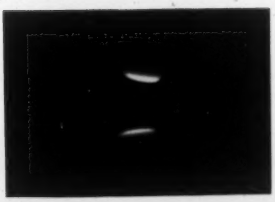
13.

14.

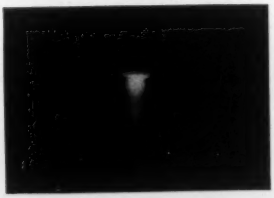


15.

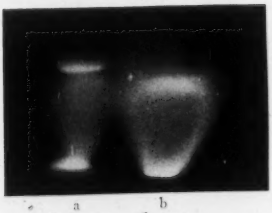
16.



17.



18.



a b
Ca I 4457 *Ca* 5440

19.

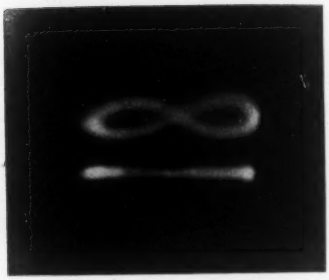


Fig. 2.

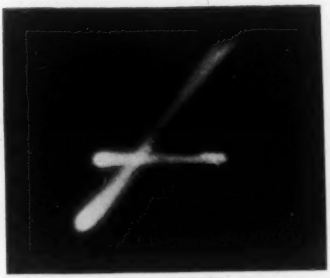


Fig. 4.

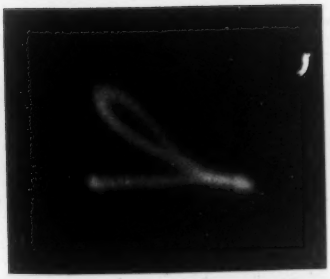


Fig. 5.

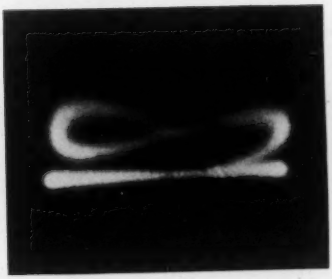
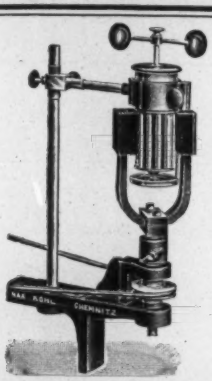


Fig. 7.

Max Kohl A.G. Chemnitz

Volleingezahltes Kapital Mk. 2400000.



52068. Modell eines Kurzschlussankers nach Friedr. C. G. Müller, für die Schwungmaschine.

Physikalische Apparate

Funken-Induktoren

Ölluftpumpen

Experimentier-Schalttafeln

Projektions-Apparate

Laboratorienmöbel

in gediegener Ausführung.

Weltausstellung Brüssel 1910: 4 Grosse Preise; Turin 1911: 2 Grosse Preise; Dresden 1911: Grosser Preis.

Eingegangene Bücher.

(Eingehende Besprechung vorbehalten. Rücksendung nicht besprochener Bücher erfolgt in keinem Falle.)

Kohlrausch, K. W. F., Beiträge zur Farbenlehre. 8°. 33 S. Mit 7 Fig. Wien, Staatl. Graph. Lehr- und Versuchsanstalt. 1921.

Laue, M. v., Das physikalische Weltbild. 8°. 25 S. Karlsruhe, C. F. Müller'sche Hofbh. 1921. M. 4.80 u. Teuerungszuschlag.

Laue, M. v., Die Relativitätstheorie. Zweiter Band: Die allgemeine Relativitätstheorie und Einsteins Lehre von der Schwerkraft. (Die Wissenschaft Bd. 68.) 8°. XII u. 276 S. Mit 23 Abb. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn. 1921. M. 19.20, geb. M. 23.— u. Teuerungszuschlag.

Lecat, M., Bibliographique des Séries trigonométriques.

Lehmann, O., Flüssige Kristalle und ihr scheinbares Leben. 8°. 72 S. Mit 161 Abb. im Text. Leipzig, Leopold Voß. 1921. M. 15.—.

Lehmann, W., Energie und Entropie. 8°. IV u. 40 S. Mit 8 Textfiguren. Berlin, Julius Springer. 1921. M. 5.40.

Lotze, A., Die Grundgleichungen der Mechanik, insbesondere starrer Körper. 8°. 50 S. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner. 1922 M. 16.—.

Märtens, H., Die Welt als Wirkung strömender Elektronen und schwingender Atome. Heft 1: Das physikalische Weltbild, die physikalischen Maßbegriffe. 8°. 32 S. Elberfeld, F. Märtens. 1921.

Meth, P., Theorie der Planetenbewegung. 2., umgearb. Aufl. kl 8°. 60 S. Mit 1 Tafel u. 17 Fig. im Text. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner. 1921. M. 5.—.

Naatz, H., u. **E. W. Blochmann**, Das zeichnerische Integrieren mit dem Integranten. 8°. VII u. 61 S. Mit 46 Abb. München u. Berlin, R. Oldenbourg. 1921. Kart. M. 12.—.

Neuburger, M. C., Das Problem der Genesis des Actinuums. 8°. IV u. 64 S. Stuttgart, Ferd. Enke. 1921. M. 5.—.

Ostwald, Wi., Arthur Joachim von Oettingen. Nachruf. (S.-A. a. d. Berichten der Math.-phys. Klasse der Sächs. Akademie der Wiss. Bd. 73.) S. 285—291. 8°. Leipzig, B. G. Teubner. 1921. M. 7.20

Pauli jr., W., Relativitätstheorie. (S.-A. aus Enzyklopädie d. math. Wissenschaften.) Mit einem Vorwort v. A. Sommerfeld. 8°. IV u. S. 539—775. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner. 1921. M. 40.—, geb. M 50.—.

Planck, M., Vorlesungen über Thermodynamik. 6. Aufl. 8°. IX u. 292 S. Mit 5 Abb. Berlin u. Leipzig, Vereinigung wiss. Verleger. Gebunden M. 45.—.

Planck, M., Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung. 4. Aufl. 8°. XI u. 224 S. Mit 6 Abb. Leipzig, Johann Ambrosius Barth. 1921. Geheftet M 36.—, geb. M. 44.—.

Pringsheim, P., Fluoreszenz und Phosphoreszenz im Lichte der neueren Atomtheorie. 8°. VII u. 202 S. Mit 32 Textfiguren. Berlin, Julius Springer. 1921. M. 48.—.

Rinne, F., Röntgenographische Feinbaustudien. (Abh. d. Mathematisch-phys. Klasse d. Sächs. Akad. d. Wiss. 38. Bd., Nr. 3.) gr. 8°. IV u. 117 S. Mit 32 Fig. Leipzig, B. G. Teubner. 1921. M. 5.— u. 100 % Teuerungszuschlag.

Rohr, M. v., Die Brille als optisches Instrument Dritte Aufl. 8°. XIV u. 254 S. Mit 112 Abb. Berlin, Julius Springer. 1921. M. 66.—, geb. M. 78.—.

Rutherford, E., Über die Kernstruktur der Atome Baker-Vorlesung. Autor. Übers. v. Else Norst. 8°. 35 S. Leipzig, S. Hirzel. 1921. M. 7.—.

Salpeter, J., Einführung in die höhere Mathematik für Naturforscher u. Ärzte 2., verb. u. verm. Aufl. 8°. XIII u. 385 S. Mit 153 Abb. Jena, Gustav Fischer, 1921. M. 70.—, geb. M. 80.—.

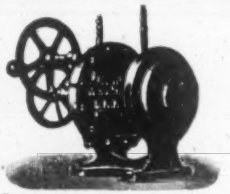
Schmitt, N., Aufgaben aus der technischen Mechanik. I. Bewegungslehre, Statik und Festigkeitslehre. 2. Aufl. (Aus Natur u. Geisteswelt Bd. 558.) kl 8°. 124 S. Mit zahlr. Fig. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner. 1921. M. 6.80, geb. M. 8.80.

Skirl, W., Meßgeräte und Schaltungen zum Parallelschalten von Wechselstrom-Maschinen. 8°. VII u. 128 S. Mit 99 Textfig. Berlin, Julius Springer. 1921. Gebunden M. 36.—.

Arthur Pfeiffer, Wetzlar

Gegründet 1890

Fabrik physikalischer, chemischer und technischer Apparate

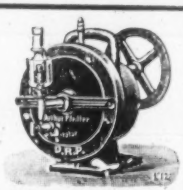


Rotier. Quecksilber-Hochvakuumpumpe System Pfeiffer. D. R. P.

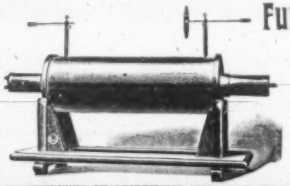
Spezialfabrik für Hochvakuumpumpen

zu wissenschaftlichen und technischen Zwecken

Alle Arten Luftpumpen, Kolben-Öl-luftpumpen, rotierende Ölluftpumpen, rotierende Quecksilberluftpumpen für Betrieb und Laboratorium



Rotierende Quecksilber-Hochvakuumpumpe System Gaede. D. R. P.



Funkeninduktoren bis 1000 mm Funkenlänge

Normaltypen von 6—1000 mm Funkenlänge mit Unterbrechern aller Art

Spezial-Funkeninduktoren für technische und wissenschaftliche Zwecke

Listen kostenlos von Abteilung E verlangen.

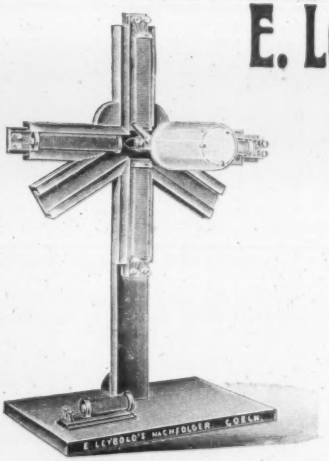
E. Leybold's Nachfolger

Cöln a/Rhein

Fabrik physikalischer Apparate

Zweigniederlassung:

Berlin NW 7, Dorotheenstraße 53



Universalstativ für Braun'sche Röhre nach Simon und Reich.

Projektionsapparate für Diaskopie und Episkopie

Hochvakuumpumpen nach Gaede

Katalog, enthaltend 16000 Nummern, wird Instituten auf Wunsch übersandt.

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.